

CONTRIBUTION A LA MISSION COROT
ET A LA RECHERCHE D'EXOPLANETES
PAR LA METHODE DES TRANSITS
PHOTOMETRIQUES

Michaël Gillon

Thèse présentée pour l'obtention
du titre de Docteur en Sciences
de l'Université de Liège

UNIVERSITÉ DE LIÈGE
2006

Abstract

In this thesis, we present our contributions to the *CoRoT* mission and to the search for exoplanets with the photometric transit method.

We developed a spectroscopic analysis method, *APASS*, which allows to obtain a precise determination of atmospheric physical parameters and abundances for stars with an unnegligible rotational speed. We present *APASS* and the high-precision results we obtained for main target stars of the asteroseismological part of the *CoRoT* mission. Our results are in agreement with those obtained by other authors using different analysis methods, while being more precise. Furthermore, they show that the use of a spectroscopic analysis method based on equivalent widths measurements by gaussian or Voigt profiles fitting should be avoided for stars whose rotational velocity is significantly higher than the Sun's, and that a method using synthetic spectra fitting for which the convolution is a free parameter should be preferred.

Next, we investigate the potential of extrasolar planet transit surveys. We show that *CoRoT* has a very high potential for the detection of close-in giant planets, better than the one of the *KEPLER* mission. This latter reveals to be better for the detection of terrestrial planets. Nevertheless, *CoRoT* could detect a few giant telluric planets of short orbital period, provided that this kind of object is frequent in our galaxy. For ground-based surveys, our results based on the use of large telescopes and wide-field cameras seem to indicate that an important potential is also available from the ground. These results are nevertheless less reliable, mainly because of the lack of knowledge about the influence of systematic effects, and additional investigations using actual data will be necessary.

We present then the deconvolution method *MCS* and the way we adapted it to planetary transit photometry. We present the results we obtained after analysis of actual data for *OGLE-TR-123* (*VLT/FORS2* data) and *OGLE-TR-132* (*VLT/FORS2* and *NTT/SUSI2* data). These results are very encouraging and demonstrate the high potential of *MCS* for this kind of high-precision analysis. Finally, we present the future improvements we intend to install to obtain a still higher level of precision and to increase the speed of analysis.

Résumé

Dans cette thèse, nous présentons nos contributions à la mission *CoRoT* et à la recherche d'exoplanètes par la méthode des transits photométriques.

Nous avons développé une méthode d'analyse spectroscopique, *APASS*, qui permet d'obtenir une détermination précise des paramètres physiques et abondances atmosphériques d'étoiles dotées d'une rotation non-négligeable. Nous présentons *APASS* et les résultats de haute précision que nous avons obtenus pour les étoiles cibles primaires de la partie astérosismologique de la mission *CoRoT*. Nos résultats sont en accord avec ceux obtenus par d'autres auteurs utilisant des méthodes d'analyse différentes, tout en se montrant plus précis. De plus, ils montrent que l'usage d'une méthode d'analyse spectroscopique basée sur la mesure de largeurs équivalentes par ajustement de profils gaussiens ou de Voigt doit être évitée dans le cas d'une étoile dont la vitesse de rotation est significativement différente de celle du Soleil, au profit d'une méthode basée sur l'ajustement de spectres synthétiques à convolution non fixée comme *APASS*.

Nous nous consacrons ensuite à l'analyse du potentiel de projets de recherche d'exoplanètes par la méthode des transits. Nous montrons que *CoRoT* possède un potentiel très élevé pour la détection de planètes gazeuses en orbite rapprochée, meilleur que celui de la mission *KEPLER*. Cette dernière se montre supérieure en ce qui concerne la détection de planètes de type terrestre. Néanmoins, *CoRoT* pourrait détecter quelques planètes telluriques géantes de courte période orbitale, à condition que ce type d'objet soit fréquent dans notre galaxie. Quant aux projets depuis le sol, nos résultats basés sur l'utilisation de grands télescopes associés à des caméras à grand champ semblent indiquer qu'un potentiel important réside aussi à ce niveau. Ces résultats sont néanmoins entachés d'une plus grande incertitude, due notamment à l'influence peu connue des effets systématiques, et des analyses ultérieures se basant sur des données réelles seront nécessaires.

Nous présentons ensuite la méthode de déconvolution *MCS* et la manière dont nous l'avons adaptée à la photométrie de transits planétaires. Nous présentons les résultats obtenus à partir de données réelles pour *OGLE-TR-123* (données *VLT/FORS2*) et *OGLE-TR-132* (données *VLT/FORS2* et *NTT/SUSI2*). Ces résultats sont très encourageants et démontre le potentiel important de *MCS* pour ce type d'analyse de haute précision. Nous présentons ensuite les améliorations ultérieures que nous comptons implémenter afin d'augmenter encore le niveau de précision atteignable par la méthode ainsi que sa vitesse de traitement.

Remerciements

Je voudrais en premier lieu remercier ma fiancée Wendy, ma fille Amanda et mes parents, pour leur soutien constant et leur patience sans limite tout au long de l'élaboration de cette thèse.

Mes plus vifs remerciements vont à Pierre Magain, promoteur de cette thèse, qui a su guider mes pas avec énergie sur les sentiers sinueux de la recherche scientifique.

Je remercie vivement Sandrine Sohy et Frédéric Courbin pour leur contribution importante à mon travail, ainsi que pour leur disponibilité et leur patience.

Je tiens également à remercier Arlette Noels, pour m'avoir ouvert les portes du domaine passionnant de l'astrophysique. Je remercie aussi Géraldine Letawe, Hélène Decauwer, Nicolas Grevesse et Richard Scuflaire, pour leur aide et leurs conseils.

Je dédie mes remerciements chaleureux à tous les membres des sections *Astrophysique et Traitement de l'Image* et *Evolution et Stabilité des Etoiles et des Amas d'Etoiles* de l'Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège, pour leur présence et leur soutien.

Enfin, je tiens à remercier tous les scientifiques qui ont répondu avec gentillesse et patience à mes nombreuses questions et qui ont su nourrir ma passion de leur enthousiasme. Je citerai Gabriella Mallén-Ornelas, Sarah Seager, Claire Moutou, Magali Deleuil, France Allard, Michel Mayor, Claude Catala, Tristan Guillot, Frédéric Pont, Andrzej Udalski, David Koch, et Stéphane Udry. Que ceux que j'oublie veuillent bien me pardonner.

Table des matières

I	Détermination des paramètres et des abondances atmosphériques des étoiles cibles primaires de la mission CoRoT	9
1	Introduction	11
1.1	L'astérosismologie avec <i>CoRoT</i>	11
1.2	Les étoiles cibles primaires de <i>CoRoT</i>	14
2	Méthodes d'analyse spectroscopique	17
2.1	Analyse différentielle à partir des largeurs équivalentes - <i>EW M</i> : Equivalent Width Method	17
2.1.1	Principes de base	17
2.1.2	Modèles d'atmosphères	18
2.1.3	Détermination des paramètres	19
2.1.4	Analyse différentielle	22
2.1.5	Ajustement du continuum	22
2.1.6	Détermination du paramètre d'élargissement van der Waals	23
2.1.7	Détermination des incertitudes sur les paramètres atmosphériques et sur les abondances	23
2.2	Analyse différentielle avec utilisation de spectres synthétiques - <i>APASS</i> : Atmospheric Parameters and Abundances from Synthetic Spectra	24
3	Résultats	29
4	Perspectives	31
II	Contribution à l'étude des exoplanètes par la méthode	

des transits photométriques	33
5 Les exoplanètes	35
5.1 Introduction	35
5.2 Panorama des méthodes de détection d'exoplanètes	37
5.2.1 Imagerie	37
5.2.2 Perturbation dynamique de l'étoile	39
5.2.3 Photométrie	43
6 La méthode des transits photométriques	45
6.1 Probabilité géométrique d'un transit	45
6.2 Fréquence et durée du transit - fenêtre d'observation	46
6.3 Caractéristiques du signal	48
6.4 Influence de l'assombrissement centre-bord	49
6.5 Panorama des résultats	51
6.6 Faux-positifs	52
6.6.1 Binaires à éclipses	53
6.6.2 Binaires à éclipses avec une étoile géante	53
6.6.3 Binaires à éclipses rasantes	54
6.6.4 Blend d'une binaire à éclipses avec une troisième étoile	54
6.6.5 Détection d'une planète tellurique sans confirmation par VR	55
7 Etude du potentiel de projets de recherche d'exoplanètes par la méthode des transits	59
7.1 Introduction	59
7.2 Résultats de la première analyse	61
7.3 Analyse complémentaire	61
7.3.1 Description des modifications apportées	62
7.3.2 Résultats	75
7.4 Conclusions et perspectives	86
8 Application de la méthode de déconvolution MCS à la re- cherche d'exoplanètes par la méthode des transits	89
8.1 Introduction	89
8.2 La méthode de déconvolution MCS	90
8.2.1 Principes de base	90
8.2.2 Détermination simultanée de la PSF	93
8.3 $OGLE-TR-123$: premier résultat - adaptations nécessaires	96
8.3.1 Introduction	96
8.3.2 Données	98

8.3.3	Analyse avec <i>MCS</i> - adaptations nécessaires	98
8.3.4	Résultats	99
8.4	<i>OGLE-TR-132</i>	105
8.4.1	Introduction	105
8.4.2	Données	107
8.4.3	Analyse avec <i>MCS</i>	107
8.4.4	Résultats	108
8.5	Conclusions et perspectives	110
A	Bruntt H. et al., 2004, A&A, 425, 683-695	113
B	Gillon M. & Magain P., 2006, A&A, astro-ph/0511099	115
C	Gillon M. et al., 2005, A&A, 442, 731-744	117
D	Publications et diffusion du travail de recherche	121

Première partie

Détermination des paramètres et des abondances atmosphériques des étoiles cibles primaires de la mission CoRoT

Chapitre 1

Introduction

CoRoT (*Convection, Rotation and planetary Transits*) est une mission spatiale de photométrie de haute précision, centrée autour de deux objectifs [1.1][1.2][1.3][1.4] :

- ◆ la détection et la mesure de pulsations stellaires (astérosismologie)
- ◆ la recherche de planètes autour d'autres étoiles que le Soleil

CoRoT est une mission spatiale mise sur pied par le *CNES*, le Centre National d'Etudes Spatiales, qui en est maître d'oeuvre. Ce projet initialement purement français est devenu international grâce à la coopération de l'Allemagne, l'Autriche, la Belgique, l'Espagne, le Brésil et de l'*ESA*. Le lancement sera effectué en cette année 2006.

La photométrie appliquée à l'étude des oscillations stellaires et à la recherche d'exoplanètes nécessite de longs temps d'observation. *CoRoT* observera 5 champs durant une période de 150 jours, pour une durée totale de la mission de 2 ans et demi.

1.1 L'astérosismologie avec *CoRoT*

La physique de l'intérieur des étoiles reste assez mal comprise, contrairement à ce que l'on est tenté de croire, et cela se traduit par des incertitudes sur la modélisation de la structure interne et de l'évolution des étoiles. Ces incertitudes ont des répercussions dans de nombreux domaines de l'astrophysique.

La modélisation stellaire se base non seulement sur la physique microscopique (opacités, équation d'état, taux de réactions nucléaires, ...), mais aussi sur des hypothèses concernant la dynamique des fluides et les processus de transport, comme la convection, la turbulence ou la circulation méridienne induite par la rotation. Ces phénomènes hydrodynamiques sont hélas très

mal compris, et pourtant ils affectent directement l'évolution stellaire en influençant la durée de vie des étoiles, l'enrichissement de l'espace interstellaire en éléments lourds, etc. Outre le fait que nous ne disposons pas encore de théorie satisfaisante de ces processus hydrodynamiques, le problème majeur provient de notre manque de contraintes observationnelles sur les modélisations théoriques.

Le plus simple modèle d'intérieur stellaire requiert la connaissance d'au moins 5 paramètres : la masse, l'âge, la composition chimique initiale en hélium (Y_0) et en "métaux" (Z_0), plus un paramètre qui représente notre ignorance de la convection, la longueur de mélange L , remplacée en général par le coefficient $\alpha = L/H_p$, où H_p est l'échelle de hauteur de pression. Or, on ne dispose généralement que de 2 paramètres observables, qui sont la température effective et la luminosité, pour les étoiles dont on connaît bien la distance. Pour les étoiles suffisamment brillantes et animées d'une rotation peu importante, une analyse spectroscopique basée sur la théorie des atmosphères stellaires permet de déterminer certaines abondances photosphériques et d'estimer la gravité de surface. L'étude de quelques systèmes binaires permet de connaître, dans ces cas privilégiés, la masse et le rayon stellaire. Cet ensemble de paramètres de surface ne dépend que très peu de la structure interne des étoiles. Mieux comprendre cette structure interne et son influence sur l'évolution stellaire nécessite donc des observables complémentaires. L'astérosismologie permet d'obtenir de telles observables, et *CoRoT* a été développé à la base dans ce seul but.

Les étoiles sont, pour une grande partie de leur durée de vie, dans un état d'équilibre. Cet état d'équilibre est affecté de modes propres de pulsation, correspondant à des oscillations autour de la position d'équilibre. La puissance de diagnostic de l'astérosismologie réside dans le fait que différentes régions de l'intérieur stellaire contribuent différemment aux fréquences propres des modes d'oscillation. Cette théorie des oscillations stellaires repose sur les acquis de la sismologie terrestre, et s'est d'abord contentée d'étudier la structure interne du Soleil (héliosismologie), pour ensuite se tourner vers les autres étoiles. L'observation astérosismologique doit pouvoir donner une mesure précise des fréquences pour toute une variété de modes si l'on veut pouvoir contraindre suffisamment le modèle d'intérieur stellaire. Bien sûr, la pertinence du modèle obtenu dépendra directement de la précision des mesures de fréquences.

CoRoT observera divers types d'étoiles, mais le programme central portera sur des étoiles de type β Céphée, δ Scuti ainsi que sur des étoiles naines et sous-géantes de type spectral F et G, dont la structure interne est telle qu'elle permet d'étudier les processus hydrodynamiques fondamentaux pour l'évolution stellaire.

L'observation astérosismologique doit permettre de caractériser les variations temporelles d'une grandeur affectée par les oscillations stellaires, avec une très grande précision, à la fois sur les fréquences et sur les amplitudes. Deux grandes classes de méthodes sont adaptées à l'observation des oscillations stellaires : les méthodes photométriques et spectroscopiques.

L'amplitude des oscillations pour les étoiles de type solaire est de l'ordre de 2 à 3 ppm pour la photométrie, et de l'ordre de 10 cm/s en décalage Doppler. Pour obtenir une bonne précision sur la mesure des fréquences, il faudra atteindre un niveau de bruit inférieur à 0.6 ppm en photométrie ou inférieur à 2.5 cm/s en spectroscopie. La durée de vie typique des modes d'oscillations solaires est de 5 jours. Le niveau de bruit mentionné ci-dessus doit donc être obtenu en 5 jours ou moins. Ce niveau de bruit doit permettre la détection et la mesure d'un nombre significatif de modes. Le niveau de précision extrême exigé par la spectroscopie réserve cette méthode pour l'étude d'étoiles proches et brillantes. De plus, cette méthode ne s'applique pas à l'étude des rotateurs rapides, et est donc incompatible avec l'objectif primaire de *CoRoT*.

Aux fréquences inférieures à 10 Hz, les mesures photométriques obtenues depuis le sol sont limitées par le bruit de scintillation [1.5][1.6]. La précision résultante ne dépendra pas de la luminosité de l'étoile étudiée tant que le bruit de scintillation domine le bruit de photons. De simples calculs suffisent à démontrer que, pour atteindre le niveau de bruit requis à partir du sol, il faudrait disposer d'installations irréalistes réparties à travers le globe. De plus, une couverture en continu supérieure à 1 mois se révélerait impossible pour la plupart des étoiles. On est forcé de constater que la détection et la mesure des modes d'oscillation pour les étoiles de type solaire reste impossible en photométrie depuis le sol.

En observant depuis l'espace et durant des périodes continues de 150 jours un échantillon d'étoiles brillantes sélectionnées, *CoRoT* représente donc une expérience importante dans le domaine de l'astérosismologie, suivant la voie tracée par la mission pionnière *MOST* [1.7]. De plus, *CoRoT* devrait nous permettre non seulement d'accroître de façon sensible notre connaissance de la physique stellaire, mais ses spécificités lui permettront également de conduire en parallèle une recherche d'exoplanètes par la méthode des transits planétaires. L'observation de champs très grands depuis l'espace pendant des temps assez longs avec une précision photométrique importante font en effet de *CoRoT* un instrument idéal pour détecter des transits planétaires (voir deuxième partie de cette thèse). La détection d'une éventuelle planète tellurique de rayon plus grand que celui de la Terre serait en théorie à la portée de *CoRoT* [1.8], et cela représenterait une découverte scientifique de grande envergure, comparable à la découverte de la première exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale en 1995 [1.9].

Identifiant	Type	Priorité
HD 52265	G0 III-IV (exoplanète)	1
HD 49933	F2 V (binaire)	1
HD 49434	F1 V	1
HD 43587	F9 V (variable)	1
HD 170580	B2 V - β Céphée (binaire)	1
HD 171834	F3 V	1
HD 177552	F1 V	1
HD 181555	A5 - δ Scuti	1
HD 180642	B1.5 II-III - β Céphée	1
HD 45067	F8 V	2
HD 46558	F0	2
HD 43318	F6 V	2
HD 175726	G5 (binaire)	2
HD 171234	A3 - δ Scuti	2

TAB. 1.1 – Liste préliminaire des étoiles cibles primaires de la mission *CoRoT* [1.10].

1.2 Les étoiles cibles primaires de *CoRoT*

Le programme astérosismologique de *CoRoT* comporte à la fois une exploration générale des propriétés sismologiques d'étoiles de différents types et une étude plus poussée de quelques objets choisis à l'avance. Ces étoiles, les *étoiles cibles primaires* du programme, ont été choisies afin de pouvoir améliorer notre compréhension des phénomènes convectifs et rotationnels.

Les étoiles de type spectral F et G naines et sous-géantes possèdent une enveloppe convective, source de l'excitation des modes de haute fréquence, comme c'est le cas pour notre Soleil. On s'attend pour ces étoiles à des amplitudes d'oscillation au moins égales à celle du Soleil. Les mesures astérosismologiques sur ces étoiles sont susceptibles de nous fournir de précieux renseignements, notamment sur les processus de mélange dans les zones radiatives et sur le comportement de la zone convective externe. Quelques étoiles de ce type ont donc été choisies comme cibles primaires.

D'autre part, certaines étoiles de type δ Scuti et β Céphée ont également été choisies. Ces deux types d'étoiles sont des cibles privilégiées pour l'étude de la rotation interne, de l'extension de la zone convective centrale, et des processus de mélange. La liste préliminaire des étoiles cibles primaires de la mission *CoRoT* est reprise dans la Table 1.1.

Il est clair qu'une modélisation précise des phénomènes internes nécessite d'avoir une précision maximale sur l'ensemble des observables, non seule-

ment sismologiques (fréquences), mais également classiques. Il convient donc de déterminer avec le plus grand soin les paramètres de surface de ces étoiles cibles primaires, notamment la température effective, la gravité de surface et les abondances chimiques. Ce n'est qu'en conjuguant les données sismologiques obtenues par *CoRoT* avec les paramètres atmosphériques déterminés précisément à partir du sol que les étoiles étudiées nous dévoileront leurs secrets intimes.

Cette tâche de détermination des paramètres atmosphériques des étoiles cibles primaires de *CoRoT* a constitué la première partie de nos recherches. Nous présentons dans le chapitre suivant les méthodes que nous avons utilisées.

Chapitre 2

Méthodes d'analyse spectroscopique

2.1 Analyse différentielle à partir des largeurs équivalentes - *EW M* : Equivalent Width Method

2.1.1 Principes de base

La méthode d'analyse différentielle à partir des largeurs équivalentes que nous avons utilisée se base sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Atmosphère plan parallèle
- Equilibre thermodynamique local (*ETL*)
- Absence de champ magnétique
- Equilibre hydrostatique

Les données de base de la méthode sont les largeurs équivalentes mesurées pour des raies bien individualisées, d'où l'importance d'avoir un spectre bien résolu (rotation faible, spectrographe à haut pouvoir de résolution). Pour une raie parfaitement isolée, avec un spectre parfaitement normalisé, il suffirait de mesurer par intégration directe la surface de la raie. Dans la pratique, cela n'est pas possible car les raies sont mélangées ("blendées") avec d'autres raies, plus ou moins faibles, et chaque mesure de largeur équivalente peut alors être entachée d'une imprécision importante. On effectue plutôt un ajustement par moindres carrés de profils synthétiques, généralement gaussiens ou de Voigt. Les profils de Voigt conviennent généralement bien pour les raies dans un atlas solaire à très haute résolution, ainsi que pour les raies moyennes et fortes dans un spectre stellaire. Pour les raies stellaires les plus faibles, un profil gaussien convient généralement mieux.

Les largeurs équivalentes sont mesurées pour un ensemble de raies rigoureusement choisies (pas de blend important, raies bien symétriques, bon ajustement du continu autour des raies, etc.). Ces mesures de largeurs équivalentes sont alors transformées en abondances relatives des éléments concernés par rapport à l'abondance solaire. Pour ce faire, on part d'un modèle atmosphérique obtenu à partir d'une interpolation dans une grille de modèles et :

1. on adopte une abondance A
2. on calcule une largeur équivalente théorique W_{calc} à l'aide du modèle
3. on compare W_{calc} et W_{mes} , la largeur équivalente mesurée
4. on modifie A si $W_{calc} \neq W_{mes}$
5. on recommence à partir du point 2, jusqu'à convergence.

On obtient donc au final par ce procédé une abondance de l'élément pour chaque raie mesurée.

2.1.2 Modèles d'atmosphères

Ces modèles sont disponibles sous forme de grilles, chaque modèle de la grille correspondant à un certain ensemble des paramètres atmosphériques : température effective T_{eff} , accélération de la pesanteur à la surface $\log g$, métallicité $[Fe/H]$. Pour obtenir le modèle désiré, il convient d'interpoler dans cette grille. Nous avons utilisé une méthode d'interpolation parabolique pour obtenir les modèles nécessaires. Dans le cadre de notre thèse, nous avons utilisé deux types de modèles atmosphériques :

- Les modèles de Kurucz (1993), utilisant le code ATLAS9 et stockés sur le CD-ROM 13 [1.11]. Ces modèles utilisent comme théorie de la convection la théorie de la longueur de mélange (Mixing Length Theory, *MLT*), comme décrite par Kurucz [1.12] mais avec des modifications introduites depuis 1970. Celles-ci incluent un overshooting approximatif [1.13], c'est-à-dire un lissage du flux convectif au-delà de la limite de la zone convective. Ce concept d'overshooting fut introduit par Renzini [1.14], sous une formulation différente de celle de Kurucz, pour tenir compte de la transition entre zone convective et zone radiative. Le paramètre de longueur de mélange α est fixé à 1.25 dans ces modèles.
- Les modèles atmosphériques de Vienne, utilisant le code ATLAS9 modifié et stocké sur le DVD NEMO [1.15][1.16][1.17]. Le DVD contient 3 traitements différents de la convection, et nous avons choisi le traitement proposé par Canuto et al. [1.18] qui utilise un modèle de convection turbulente (modèles *CGM*).

Nous avons d’abord travaillé dans un premier temps avec les modèles de Kurucz, pour leur préférer ensuite les modèles CGM de Vienne. Pour notre première analyse de l’étoile HD 43587, très semblable au Soleil, nous avons également utilisé des modèles obtenus par multiplication par un facteur d’échelle du modèle solaire empirique de Holweger et Müller [1.19], modifié par Grevesse et Sauval.

2.1.3 Détermination des paramètres

Suite à la mesure de la largeur équivalente, nous disposons donc pour chaque raie, via le modèle atmosphérique, d’une abondance de l’élément concerné. Il est clair que toutes les raies d’un même élément doivent donner la même abondance (aux incertitudes de mesure près). Ce critère simple est la clé de la détermination des paramètres ϵ_{turb} , T_{eff} et $\log g$.

1. *Détermination de la vitesse de microturbulence ϵ_{turb}*

ϵ_{turb} exerce une nette influence sur la largeur équivalente des raies saturées. Si ϵ_{turb} est erronée, l’abondance déduite de ces raies sera différente de l’abondance déduite des raies faibles. On choisit donc un ensemble de raies d’un même ion, de largeurs équivalentes W_λ diverses (mais pas trop fortes, pour éviter l’influence de la constante d’amortissement : $W_\lambda < 80 \text{ mÅ}$). On essaie de choisir des raies de même sensibilité à la température, donc de potentiels d’excitation voisins. ϵ_{turb} est déterminée en annulant toute corrélation entre $\log A$ et W_λ (voir Figures 2.1, 2.2 et 2.3)

2. *Détermination de la température effective T_{eff}*

En *ETL*, la distribution des différentes espèces entre leurs niveaux d’énergie est donné par la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_i}{N_{tot}} = \frac{g_i}{u(T)} e^{-\chi_i/kT} \quad (2.1)$$

où N_{tot} représente le nombre total d’atomes ou de molécules d’une espèce, N_i le nombre d’atomes ou de molécules de cette espèce dans l’état d’énergie i , g_i le facteur de dégénérescence, $u(T)$ la fonction de partition, T la température, k la constante de Boltzmann et χ_i l’énergie du niveau en question. Les populations relatives des différents niveaux d’énergie sont donc fonction de la distribution de la température en fonction de la profondeur optique, $T(\tau)$, elle-même étant fixée essentiellement par la température effective du modèle. Pour déterminer la

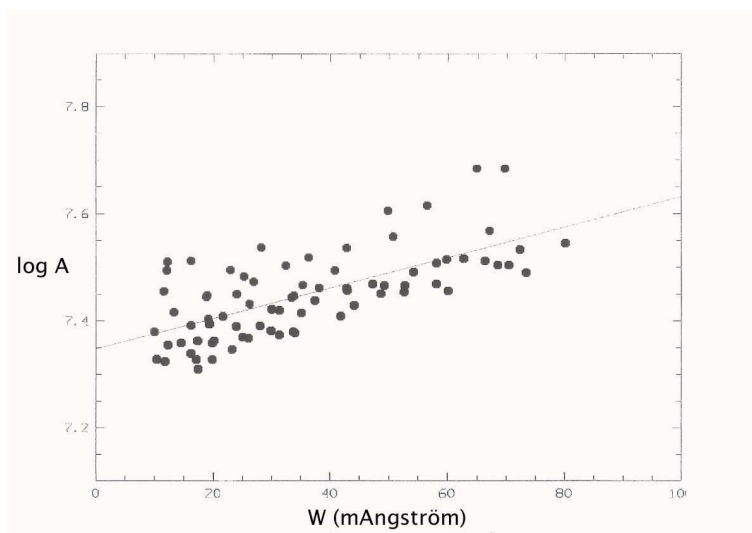


FIG. 2.1 – Diagramme $\log A$ - largeur équivalente pour une vitesse de micro-turbulence trop faible.

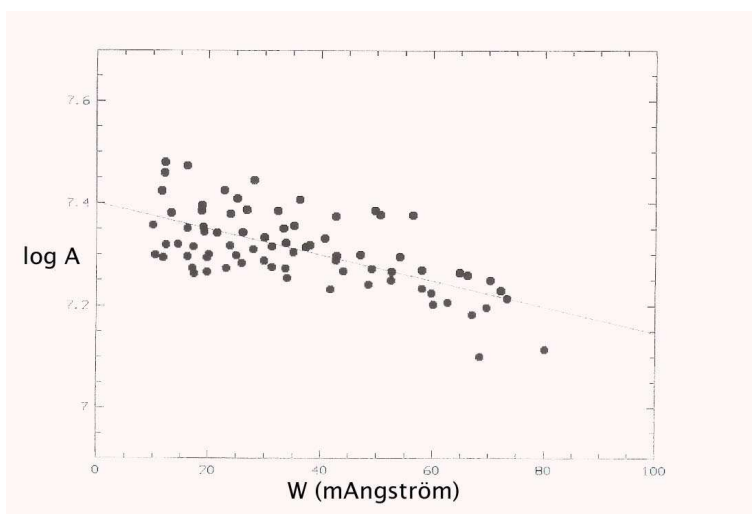


FIG. 2.2 – Diagramme $\log A$ - largeur équivalente pour une vitesse de micro-turbulence trop élevée.

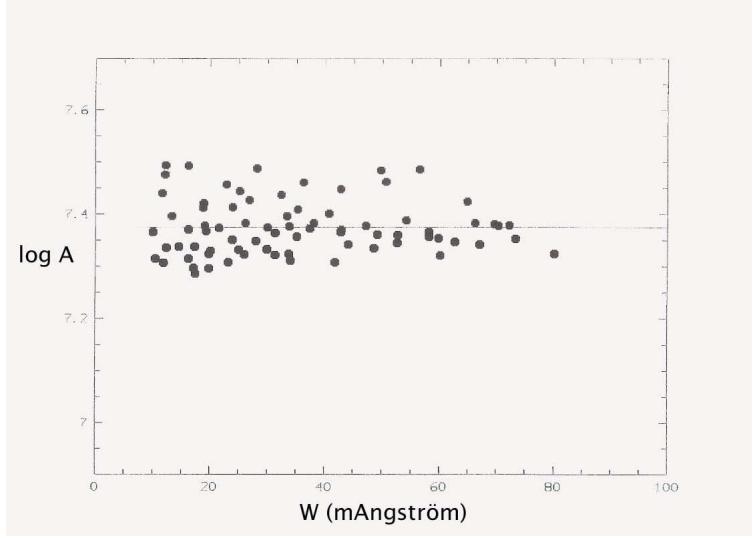


FIG. 2.3 – Diagramme log A - largeur équivalente pour une vitesse de micro-turbulence correcte.

température effective T_{eff} , il suffit donc de comparer les abondances déduites de raies d'un même ion mais de potentiels d'excitation différents (et donc de sensibilités à la température différentes), et de trouver la température effective pour laquelle il n'y a pas de corrélation entre l'abondance et le potentiel d'excitation. Cette méthode demande une très grande précision sur la mesure des largeurs équivalentes, et est très sensible aux écarts à l'*ETL* et aux erreurs dans la loi $T(\tau)$, et donc au type de modèle atmosphérique utilisé.

3. Détermination de la gravité de surface

Nous pouvons utiliser la loi de Saha pour obtenir le rapport du nombre d'atomes neutres sur le nombre d'ions pour un élément donné. Ce rapport va dépendre de T et de P_e qui varie elle-même selon $g^{1/3}$. Si la température a été déterminée au préalable, on peut donc obtenir la gravité à partir de la comparaison des abondances déduites des raies de l'atome neutre et de l'ion d'un même élément. Il faut donc ajuster $\log g$ jusqu'à ce que l'abondance déduite des raies ioniques corresponde à celle déduite des raies neutres. Cette méthode peut être très précise à condition que T_{eff} soit déterminée avec grande précision. La majeure partie de l'incertitude finale sur $\log g$ viendra de l'incertitude sur T_{eff} .

2.1.4 Analyse différentielle

La méthode exposée ci-dessus requiert plusieurs conditions pour donner de bons résultats :

1. des observations précises (spectres à haute résolution et à haut rapport signal-sur-bruit),
2. des forces d'oscillateur connues avec grande précision (tant les mesures de laboratoire que les calculs basés sur la mécanique quantique donnent généralement des forces d'oscillateur de précision insuffisante),
3. des constantes d'amortissement connues avec grande précision (pour les raies fortes),
4. une grande précision sur le continuum, cruciale pour l'utilisation nécessaire des raies faibles pour lesquelles une grande précision relative est la plus difficile à atteindre.

On peut contourner les points 2 et 3 en effectuant une analyse différentielle. Pour ce faire, on compare les raies de l'étoile à étudier aux mêmes raies d'une étoile de référence de caractéristiques bien connues (en l'occurrence le Soleil). En utilisant un spectre de très bonne qualité du Soleil, on peut déterminer avec précision les forces d'oscillateur des raies, pour un type de modèle atmosphérique donné. L'utilisation de ces forces d'oscillateur lors de l'analyse de l'étoile avec le même type de modèle atmosphérique permettra d'obtenir non pas les abondances absolues, mais bien les écarts à l'abondance solaire. Cela permet de pallier à notre connaissance insuffisante des forces d'oscillateur absolues. Si l'étoile que l'on étudie est assez semblable au Soleil, on peut supposer que l'on fera des erreurs comparables dans leurs analyses (e.g. mêmes inhomogénéités de température, mêmes écarts à l'*ETL*, etc.) On peut alors espérer que ces erreurs se compenseront, au moins en partie, dans une analyse différentielle. Bien sûr, si l'étoile étudiée est très différente du Soleil, l'analyse différentielle peut entraîner plus de problèmes qu'elle n'en résout.

2.1.5 Ajustement du continuum

Les spectres fournis dans la base de données *CoRoT*, Gaudi [1.20], ont un continuum approximatif, dont la précision est insuffisante pour atteindre une grande précision sur la mesure des largeurs équivalentes. Nous avons donc utilisé la méthode suivante pour la détermination du continuum. Des fenêtres de pseudo-continu sont d'abord sélectionnées par inspection de l'atlas solaire du Jungfraujoch [1.21]. Ces fenêtres sont sélectionnées sur un seul critère : être le plus proche possible du vrai continuum. Dans chaque fenêtre, le niveau moyen du flux est mesuré. Dans chaque cas, il ne diffère que de maximum 1 %

du vrai continuum. Ces mêmes fenêtres sont utilisées sur l'étoile à analyser, après correction de son décalage Doppler et après avoir vérifié qu'aucune raie tellurique (e.g. vapeur d'eau ou oxygène moléculaire) ne tombe dans ces fenêtres par l'effet du décalage Doppler. Le flux moyen est alors mesuré dans les fenêtres stellaires et une table est construite, contenant pour chaque fenêtre de rapport du flux moyen pour l'étoile sur le flux moyen pour le Soleil. Un polynôme de Spline est alors ajusté sur ces points, et le spectre stellaire est divisé par la fonction résultante, produisant ainsi un spectre normalisé. La différence en flux pour certaines régions du spectre peut atteindre 1 % entre le spectre fourni dans la base de données et le spectre normalisé, ce qui est loin d'être négligeable lorsque l'on analyse des raies faibles.

2.1.6 Détermination du paramètre d'élargissement van der Waals

Pour les raies fortes, une grande précision requiert de bien connaître les paramètres intervenant dans les mécanismes d'élargissement. L'élargissement collisionnel prépondérant dans une étoile de type solaire est l'élargissement van der Waals. Son amplitude fait intervenir un paramètre souvent proche de 1 ou 2 nommé f_6 , qui est le facteur par lequel il faut multiplier la valeur approchée calculée à partir de la formule d'Unsöld [1.22]. Nous avons utilisé, autant que possible, un programme de calcul de ce paramètre f_6 créé par Anstee & O'Mara [1.23] et dont la précision a déjà pu être constatée [1.24][1.25]. Ce programme ne peut calculer le f_6 que pour les raies neutres et pour un nombre limité de transitions. Pour les autres raies, nous avons choisi de fixer f_6 comme valant 1.4, valeur moyenne obtenue par Magain et Zhao [1.26] pour les raies du fer neutre de haute excitation.

2.1.7 Détermination des incertitudes sur les paramètres atmosphériques et sur les abondances

Cette tâche n'est pas triviale. Pour ϵ_{turb} et T_{eff} , nous utilisons d'abord l'incertitude sur la pente du diagramme abondance-largeur équivalente (ϵ_{turb}) ou abondance-potentiel d'excitation (T_{eff}) pour obtenir l'incertitude interne sur ces paramètres. Pour $\log g$, que nous déterminons en égalant l'abondance d'un élément sous forme neutre et sous forme ionisée, nous utilisons l'incertitude résultante de ces 2 abondances pour obtenir l'incertitude intrinsèque sur $\log g$. Si nous utilisons plusieurs éléments pour déterminer ces 3 paramètres, l'incertitude intrinsèque finale sera obtenue en tenant compte de l'incertitude provenant de chaque élément. Ce que nous avons alors, c'est une incertitude

intrinsèque qui n'est due qu'à la dispersion statistique des mesures. Il convient ensuite de déterminer, pour chaque paramètre, l'incertitude due aux autres paramètres. Pour ce faire, nous devons redéterminer le paramètre en question (appelons le A) en modifiant un par un chacun des autres paramètres. La variation de la valeur obtenue pour A après avoir modifié le paramètre B de sa propre incertitude intrinsèque va nous donner la contribution à l'incertitude sur le paramètre A due à l'incertitude intrinsèque sur B. Procédant de cette façon pour tous les paramètres, on obtient pour chacun l'incertitude due aux autres paramètres. Pour obtenir l'incertitude finale (la barre d'erreur) sur un paramètre, nous additionnons quadratiquement les incertitudes, supposant ainsi une non-corrélation de ces différentes sources d'erreur. La partie corrélée de ces erreurs a, en effet, été prise explicitement en compte par la méthode de propagation des erreurs détaillée ci-avant. En ce qui concerne les abondances, l'incertitude intrinsèque est l'écart-type sur la moyenne obtenue, et nous procédons comme expliqué ci-dessus pour déterminer les incertitudes dues aux incertitudes intrinsèques sur les paramètres atmosphériques. La détermination des barres d'erreur est donc une tâche longue et ardue. L'incertitude finale ne tient pas compte d'éventuelles erreurs systématiques dues par exemple à l'imprécision du modèle atmosphérique, à un effet parasite au niveau du spectrographe, etc.

2.2 Analyse différentielle avec utilisation de spectres synthétiques - *APASS* : Atmospheric Parameters and Abundances from Synthetic Spectra

L'analyse spectroscopique d'une étoile en rotation rapide par la méthode des largeurs équivalentes est généralement impossible. Lorsque le taux de raies "blendées" devient important, il est clair qu'une méthode basée sur la mesure précise de la largeur équivalente de raies bien individualisées ne convient plus. Nous avons donc mis au point une méthode d'analyse différentielle basée sur l'utilisation de spectres synthétiques. Nous avons nommé cette méthode *APASS* (*Atmospheric Parameters and Abundances from Synthetic Spectra*). Elle se base sur la comparaison du profil calculé au profil observé. En partant d'une liste de raies aussi complète que possible pour une région spectrale donnée, on synthétise le spectre correspondant en utilisant un modèle atmosphérique et on compare le spectre résultant au spectre réel. La principale difficulté de cette méthode est qu'il faut connaître avec précision les

forces d’oscillateur de toutes les raies de la région étudiée, mais aussi toutes les causes d’élargissement des raies, même celles qui ne modifient pas la largeur équivalente (profil instrumental, macroturbulence, rotation). Plutôt que de nous servir d’une grande région spectrale, nous avons préféré utiliser de petites régions strictement sélectionnées afin de minimiser les sources d’incertitudes. Voici les critères ayant guidé notre choix :

- peu ou pas de raies moléculaires,
- peu ou pas de raies atmosphériques,
- beaucoup de raies utilisables pour l’analyse, avec un grand éventail de sensibilités aux différents paramètres.

Nous avons compilé la liste la plus complète possible des raies se trouvant dans ces régions à partir de deux bases de données de raies atomiques :

- *VALD* : Vienna Atomic Line Database [1.27][1.28][1.29].
- la base de données atomiques de Kurucz [1.30].

Pour les raies suffisamment fortes, nous avons utilisé le programme de Anstee et O’Mara [1.23] pour calculer le facteur correctif à l’élargissement van der Waals.

Les régions spectrales sélectionnées s’étendent chacune sur moins de 10 nm. Le nombre moyen de raies par région est ~ 3000 . En synthétisant ces 8 régions avec un modèle atmosphérique solaire, nous avons pu comparer le spectre synthétique solaire avec l’atlas solaire du Jungfraujoch [1.21]. Dans un premier temps, il nous a fallu utiliser des raies isolées de largeur équivalente modérée et de $\log gf$ (force d’oscillateur) connu pour déterminer un paramètre représentant la convolution de l’atlas solaire sous l’effet combiné de la macroturbulence et du profil instrumental. Cet effet est modélisé par une gaussienne de largeur à mi-hauteur Ω . Nous avons obtenu $\Omega = 1.91 \pm 0.13 \text{ kms}^{-1}$. Nous avons ensuite pu corriger les forces d’oscillateur fournies par les bases de données afin que le spectre solaire synthétique soit en accord avec le spectre observé. Pour certaines raies, aucune correction n’était nécessaire, mais pour d’autres le désaccord était important. Pour quelques cas extrêmes, le gf s’est révélé faux d’un facteur 100.

Une fois redéterminés les paramètres atomiques des raies dans nos régions spectrales, nous avons mis au point la méthode d’obtention des paramètres et abondances stellaires. Comme mentionné plus haut, la méthode a été conçue pour être utilisée sur des spectres où les raies ne sont plus isolées, mais mélangées en “paquets”. Nous voulions également que cette méthode puisse s’appliquer à des rotateurs lents. La méthode des largeurs équivalentes utilise les raies comme unités d’analyse, et se sert de leurs sensibilités différentes aux paramètres atmosphériques pour déterminer ceux-ci. Nous avons décidé d’utiliser la même philosophie, si ce n’est que nos unités d’analyse ne sont plus forcément des raies, mais peuvent aussi être des paquets de raies blendées.

Plutôt que de mesurer la largeur équivalente, nous ajustons l’abondance globale de chaque paquet. La sensibilité d’un paquet à un certain paramètre est déterminée en comparant la correction à l’abondance globale déduite du paquet pour une variation donnée du paramètre en question. L’objectif étant d’obtenir la valeur du paramètre pour laquelle tous les paquets, quelle que soit leur sensibilité, nous donnent la même abondance (aux barres d’erreur près).

Cette méthode permet d’analyser des spectres d’étoiles en rotation rapide, et possède également un autre avantage sur la méthode des largeurs équivalentes. Elle nécessite les deux paramètres de convolution du spectre, Ω et $v \sin i$, et de ce fait, on peut les considérer comme des paramètres libres qui peuvent être déterminés et dont l’influence sur la précision finale est prise directement en compte. Nous verrons plus loin que l’absence de prise en compte de la convolution du spectre est un défaut important de la méthode des largeurs équivalentes, dont les effets sur les résultats sont loin d’être négligeables.

Voici les étapes principales de la méthode :

1. Nous utilisons comme modèle de départ le résultat d’une analyse spectroscopique ou photométrique antérieure pour les paramètres suivants : T_{eff} , $\log g$, ϵ_t (si donné) et $[Fe/H]$. C. Catala nous a fourni ses résultats de détermination de $v \sin i$ pour les étoiles cibles de *CoRoT*. Ceux-ci sont obtenus en fixant le paramètre Ω et en ajustant le profil de raies fortes, et leur précision est de 4 à 8 $km s^{-1}$. Nous les utilisons comme valeur de départ. Nous prenons une valeur de départ de 4 $km s^{-1}$ pour Ω .
2. En nous servant du modèle de départ, nous synthétisons chacune des régions spectrales. Ce spectre synthétique, corrigé de l’effet Doppler, est utilisé pour normaliser le spectre réel. Pour ce faire, nous définissons des fenêtres de pseudo-continuum et utilisons un procédé similaire à celui utilisé pour la méthode des largeurs équivalentes, c’est-à-dire que nous divisons le spectre observé par une courbe suffisamment lisse (polynôme de Spline), de manière à ce qu’il soit en accord avec le spectre synthétique dans les fenêtres de pseudo-continuum.
3. Une fois le spectre réel normalisé, nous définissons les “paquets” de raies en introduisant leurs limites. Rappelons qu’une raie individuelle convient tout aussi bien.
4. Le programme va alors ajuster le paramètre Ω par minimisation de χ -carré, en utilisant les paquets que nous avons sélectionnés. Une fois Ω déterminé, sa valeur est introduite dans le programme de calcul de spectres.

5. Le programme va ajuster les abondances globales des paquets pour deux modèles atmosphériques qui diffèrent par leur valeur du paramètre ϵ_t . Pour ce faire, le programme modifie l'abondance de chaque élément dans un paquet donné jusqu'à égalité entre la surface sous le paquet réel et le paquet synthétique. Vu que le modèle atmosphérique se caractérise au niveau de la composition chimique par sa valeur de $[Fe/H]$, nous n'utilisons pour déterminer les paramètres atmosphériques que des paquets contenant uniquement des raies du fer ou d'éléments du pic du fer (Ni, Cr, ...). Une fois que nous disposons des abondances pour deux valeurs du paramètre ϵ_t , nous faisons la différence entre ces valeurs, obtenant ainsi la sensibilité de chaque paquet à une variation de ϵ_t . Une régression linéaire permet d'obtenir la valeur de ϵ_t pour laquelle il n'existe pas de corrélation entre la sensibilité des paquets à ϵ_t et leur abondance. Nous obtenons donc de cette manière notre nouvelle valeur de ϵ_t , ainsi que sa barre d'erreur statistique.
6. Une fois ϵ_t ajusté, nous reprenons le même processus pour T_{eff} puis pour $\log g$.
7. Nous utilisons les valeurs obtenues de ϵ_t , T_{eff} , $\log g$ et $[Fe/H]$ pour reconstruire un modèle de départ, puis nous recommençons un nouveau cycle en reprenant au point 2, en gardant les mêmes limites pour les paquets.
8. Nous enchaînons les cycles jusqu'à atteindre la convergence.
9. Une fois la convergence atteinte, le programme ajuste le paramètre $v \sin i$, en gardant le paramètre Ω fixé à sa dernière valeur. Nous modifions ensuite Ω de la valeur de son incertitude statistique, et laissons à nouveau le programme ajuster le paramètre $v \sin i$. Cela nous permet de connaître l'incertitude sur $v \sin i$ provenant de l'incertitude intrinsèque sur Ω . Considérant ces paramètres comme totalement corrélés, nous sommons l'incertitude statistique sur $v \sin i$ à celle provenant de l'incertitude intrinsèque sur Ω pour obtenir l'incertitude totale sur $v \sin i$.
10. Nous effectuons différentes déterminations d'un paramètre donné en modifiant un à un les autres paramètres de leur incertitude statistique. Cette procédure nous permet d'obtenir finalement l'incertitude totale sur tous les paramètres considérés : ϵ_t , T_{eff} , $\log g$ et $[Fe/H]$. Remarquons que l'incertitude statistique sur les paramètres de convolution $v \sin i$ et Ω intervient aussi dans le calcul de l'incertitude totale sur les paramètres atmosphériques. Considérant les différentes sources d'erreur comme non corrélées, nous effectuons ici une somme quadratique (la partie corrélée ayant été explicitement prise en compte lors de l'étude de la propagation des erreurs qui vient d'être décrite).

11. Le modèle atmosphérique final, caractérisé par ses valeurs de ϵ_t , T_{eff} , $\log g$, $[Fe/H]$, Ω et $v \sin i$, est utilisé pour déterminer l'abondance des autres éléments. Pour obtenir l'abondance d'un élément X donné, nous laissons le programme ajuster l'abondance de X dans un paquet ne contenant que des raies de X ou des raies de X et de Fe . Une fois $[X/H]$ connu, nous procédons de même pour obtenir l'abondance d'un élément donné Y , tout en sachant qu'à présent nous pouvons aussi utiliser des paquets contenant Y , Fe et X . Les incertitudes s'additionnent bien sûr à mesure que nous sommes contraints d'utiliser des paquets contenant des raies de plus en plus d'éléments.

Chapitre 3

Résultats

Nous avons présenté notre méthode des largeurs équivalentes, ainsi que les résultats obtenus avec cette dernière pour l'étoile HD 43587, dans l'article *Abundance analysis of targets for the COROT/MONS asteroseismology missions. II. Abundance analysis of the COROT main targets*, Bruntt H. et al., 2004, A&A, 425, p. 683-695 [1.31].

L'ensemble de nos résultats pour les étoiles cibles primaires de la mission *CoRoT*, avec les deux méthodes, sont présentés dans l'article *High precision determination of the atmospheric parameters and abundances of the COROT main targets*, Gillon M. & Magain P., 2006, accepté dans A&A, astro-ph/0511099 [1.32].

Ces deux articles sont repris intégralement en annexes A et B, et nous y renvoyons le lecteur afin de prendre connaissance de nos résultats et de nos conclusions.

Chapitre 4

Perspectives

- Cette analyse pourrait être complétée par de nombreuses investigations.
- Il serait intéressant d’investiguer l’influence du type de modèle atmosphérique utilisé sur les paramètres et abondances stellaires obtenues. Notamment, l’impact de l’utilisation de modèles atmosphériques 3D vaudrait la peine d’être quantifié, l’hypothèse d’une symétrie sphérique étant peu réaliste pour des étoiles en rotation rapide. Pour pouvoir appliquer la méthode à des étoiles plus chaudes, des modèles non-*ETL* devraient être testés. L’influence de la modélisation des phénomènes convectifs vaudrait également la peine d’être investiguée plus avant.
 - *APASS* est adapté à l’analyse des étoiles cibles primaires de *CoRoT*, toutes plus chaudes que le Soleil, et de ce fait ne tient pas compte de la présence de molécules dans l’atmosphère stellaire. L’inclusion des molécules permettrait l’application de *APASS* aux étoiles plus froides.
 - Notre analyse remet en question la pertinence de la détermination des paramètres et abondances atmosphériques par ajustement de profils gaussiens ou de Voigt pour les étoiles dotées d’une vitesse de rotation significativement différente de celle du Soleil. Ce point devrait être analysé plus en profondeur, notamment l’impact de l’utilisation de profils de raies élargis par la rotation pour mesurer les largeurs équivalentes. Il serait également intéressant de déterminer avec *APASS* les paramètres et abondances atmosphériques de nombreuses étoiles dotées d’une rotation non-négligeable et analysées précédemment par une méthode de largeurs équivalentes.
 - D’un point de vue pratique, *APASS* est une méthode itérative semi-automatique qui requiert une contribution manuelle importante. Il conviendrait de l’automatiser plus, afin de la rendre davantage accessible et conviviale.

Deuxième partie

Contribution à l'étude des exoplanètes par la méthode des transits photométriques

Chapitre 5

Les exoplanètes

5.1 Introduction

L'être humain s'est interrogé depuis des temps immémoriaux sur l'existence d'autres mondes que le nôtre. Cette question a fasciné les philosophes, les scientifiques et les poètes de toutes les époques. Metrodorus de Chios affirmait déjà 400 ans avant Jésus-Christ dans son ouvrage *De la Nature* qu'il n'était pas "*plus naturel de n'avoir qu'un seul épi de blé dans un champ que d'avoir un seul monde habité dans l'Univers.*" Epicure postulait quant à lui dans sa *Lettre à Hérodoté* : "*Ce n'est pas seulement le nombre des atomes, c'est celui des mondes qui est infini dans l'Univers. Il y a un nombre infini de mondes semblables au nôtre et un nombre infini de mondes différents.*" D'autres exemples ne manquent pas, comme Albert le Grand, théologien et philosophe allemand du XIII^e siècle, Giordano Bruno, brûlé sur le bûcher de l'Inquisition le 17 février 1600 à Rome pour ses affirmations sur le sujet, ou encore Bernard le Boyer de Fontenelle, auteur des *Entretiens sur la pluralité des mondes* (1686). Lorsque l'on découvrit que le Soleil n'était qu'une étoile comme les autres, de grands scientifiques comme Christiaan Huygens (1629-1695) se demandèrent ce qui pouvait empêcher les autres étoiles d'avoir leur propre cortège de planètes. Huygens proposa même l'utilisation du télescope pour découvrir de telles planètes. Tout cela restait cependant du domaine de la pure spéculation, étant donné les moyens disponibles à l'époque.

En rupture avec les siècles précédents, le XX^e siècle a vu se développer les outils nécessaires pour étayer un début de réponse par des éléments issus de l'observation. De 1938 à 1962, Piet van de Kamp, un astronome hollandais, consacra une grande partie de sa carrière à l'étude de plus de 2000 plaques photographiques de l'étoile de Barnard, une naine rouge proche du Soleil dotée d'un mouvement propre important. Il proposa en 1963 [2.1] qu'une

oscillation dans son mouvement était due à la présence d'un compagnon planétaire. Il annonça en avoir découvert un deuxième en 1969 [2.2], toujours autour de la même étoile. Cependant, ces découvertes sensationnelles furent sérieusement mises en doute par la suite [2.3], pour être finalement récusées par la communauté scientifique. En janvier 1992, l'astronome Alexander Wolszczan annonça la découverte des deux premières exoplanètes connues [2.4], et cette découverte fut cette fois confirmée par la suite [2.5]. Malgré cela, l'existence de ces deux planètes à l'extérieur du système solaire ne souleva pas vraiment l'enthousiasme des foules. Elles orbitent en effet autour d'un pulsar, le résidu compact de l'explosion d'une étoile massive en supernova, soit un astre extrême et bien différent de notre Soleil. Cette découverte eut cependant le mérite de montrer que des planètes peuvent exister dans un environnement fort différent de notre système solaire. Une découverte d'un tout autre retentissement fut annoncée en 1995 : un astronome Suisse, Michel Mayor, et son étudiant, Didier Queloz, venaient de découvrir une planète géante en orbite autour de 51 Pegasi, une étoile de type solaire [2.6] ! Cette planète surprit tout le monde, y compris ses propres découvreurs, car elle ne cadrait vraiment pas avec ce que prévoyait la théorie de formation des systèmes planétaires alors en vigueur : 51 Peg b est en effet une planète analogue à notre Jupiter, mais presque "collée" à son étoile, à une distance de 0.05 UA^1 , soit 20 fois plus petite que la distance Terre-Soleil, et accomplissant son orbite autour de l'étoile en un peu plus de 4 jours ! Son existence fut confirmée par une équipe américaine [2.7], qui s'empressa d'annoncer la découverte de deux autres planètes de ce type [2.8][2.9], baptisées *Jupiter chauds* (Hot Jupiter) ou *Pégasides*. Les découvertes allaient alors s'enchaîner à un rythme soutenu, pour dépasser la centaine à ce jour.

La recherche de planètes extrasolaires comporte deux aspects fondamentaux : premièrement, ses résultats nous donnent des informations capitales pour comprendre les probabilités et les mécanismes de formation des systèmes planétaires. Le second aspect est la recherche de planètes habitables, c'est-à-dire de planètes de type terrestre situées de manière stable dans la zone autour d'une étoile où les conditions nécessaires à la vie (telle que nous la connaissons) sont respectées. Hormis une des planètes découvertes en 1992 autour d'un pulsar, toutes les exoplanètes découvertes à ce jour sont bien plus massives que notre Terre. Nos instruments n'ont pas encore la sensibilité nécessaire pour détecter des planètes de type terrestre, mais de nombreux projets visent à atteindre cet objectif, le but ultime étant la détection d'éventuelles formes de vie sur ces autres Terres.

¹UA : Unité Astronomique, la longueur moyenne du demi grand-axe de l'orbite terrestre, valant $149\,797\,870\,691 \pm 30 \text{ m}$.

5.2 Panorama des méthodes de détection d'exoplanètes

Le lecteur souhaitant de plus amples développements pourra se reporter à la revue consacrée à ce sujet par Perryman [2.10].

5.2.1 Imagerie

Ce terme indique la détection directe de l'image de la planète. Il s'agit d'un défi important, dont l'ampleur se résume par l'équation suivante :

$$\frac{L_p}{L_\star} = p(\lambda, \alpha) \left(\frac{R_p}{a} \right)^2 \quad (5.1)$$

où L_p et L_\star sont respectivement la luminosité de la planète et celle de l'étoile, R_p est le rayon de la planète, a le demi-grand axe de l'orbite planétaire, λ la longueur d'onde, α l'angle entre l'étoile et l'observateur mesuré depuis la planète et $p(\lambda, \alpha)$ l'albédo géométrique, une fonction dépendant des propriétés dispersives de l'atmosphère de la planète. Cette équation nous donne le rapport des éclats de la planète et de l'étoile, l'inverse du contraste à atteindre à une certaine longueur d'onde pour “voir” la planète. Ce rapport est minuscule, de l'ordre de 10^{-9} pour une planète comme Jupiter en orbite autour d'une étoile de type solaire. Observée depuis le sol, une planète jumelle de Jupiter à 5 parsecs serait séparée de 1 seconde d'arc de son étoile. Son signal serait perdu dans le profil de diffraction du télescope, et surtout dans le profil de *seeing* dû à la turbulence atmosphérique (de l'ordre de 1 seconde d'arc).

Des efforts sont néanmoins engagés dans plusieurs directions pour “voir” les exoplanètes (télescope géant, observation dans l'infra-rouge, optique adaptative, coronagraphie, interférométrie depuis le sol ou depuis l'espace, ...). L'année 2005 a vu les premiers succès dans ce domaine, avec la détection directe de 3 objets de faible masse orbitant autour d'une étoile : 2M 1207 b (voir Figure 5.1) [2.11][2.12], GQ Lup b [2.13] et AB Pic b [2.14]. Le Tableau 5.1 reprend les caractéristiques de ces objets. Ces objets sont tous trois situés à la limite entre planètes et naines brunes. Une planète se définit comme un objet de masse insuffisante pour subir la fusion du deutérium. Cette masse limite est de $\sim 12 M_J$ (masse de Jupiter). Au-delà, nous avons affaire à une naine brune, une étoile “ratée”, incapable d'initier la fusion de l'hydrogène bien que la fusion du deutérium au sein de son noyau lui assure une certaine luminosité. Le domaine de masse des naines brunes s'étend de ~ 12 à $\sim 80 M_J$. Néanmoins, que ces objets soient des planètes ou des naines brunes, leur découverte est riche en promesses et en perspectives.

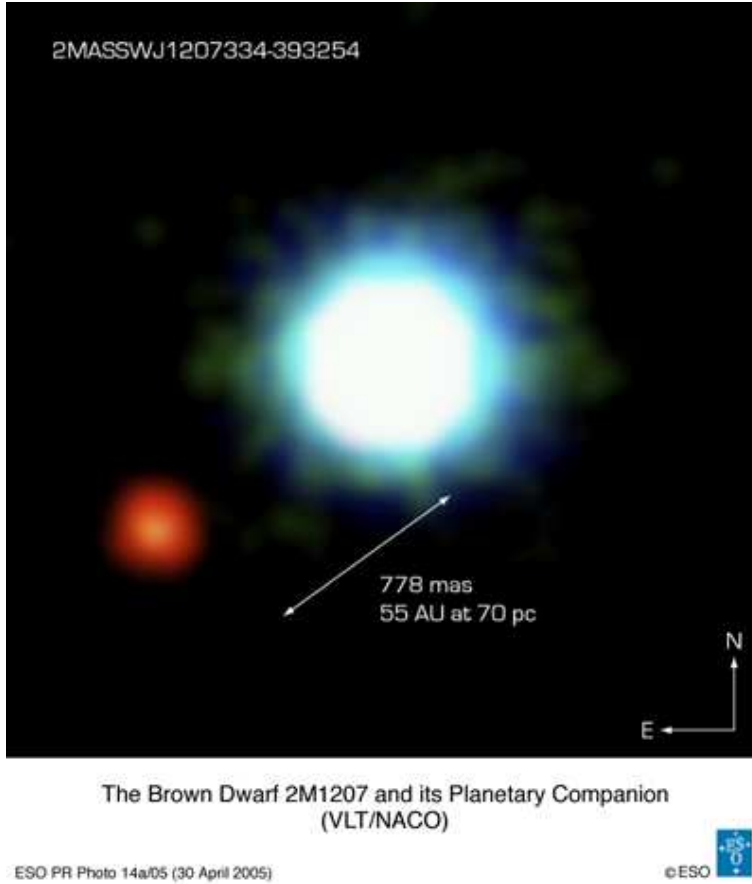


FIG. 5.1 – 2M 1207 et son compagnon, observé en optique adaptative (*VLT/NACO*).

C'est la technique de l'optique adaptative qui a permis ces découvertes. Cette technique se base sur la correction physique des effets du seeing par de faibles déformations de la surface des miroirs du télescope. Cette technique très efficace pour augmenter la résolution ne s'applique actuellement que dans l'infra-rouge et pour des champs très petits, mais ses développements futurs devraient amener de nombreuses découvertes par imagerie depuis le sol dans un proche avenir.

Les projets les plus ambitieux à ce jour concernent néanmoins l'espace et la technique de l'interférométrie. La *NASA* et l'*ESA* étudient des projets d'interféromètres spatiaux capables de détecter des planètes de type terrestre et d'en obtenir des spectres basse résolution afin, entre autres, d'y chercher d'éventuelles traces de vie : il s'agit des projets *TPF* (Terrestrial Planet Finder) [2.15][2.16] pour la *NASA* et Darwin [2.17][2.18][2.19][2.20][2.21][2.22]

Etoile	Distance (pc)	Masse (M_J)	DPE (UA)
2M1207 (naine brune)	53(± 6)	5(± 1)	41(± 5)
GQ Lup (T-Tauri K7eV)	140(± 50)	21.5(± 20.5)	103(± 37)
AB Pic (K2V)	45.6(± 1.2)	13.5(± 0.5)	275

TAB. 5.1 – Compagnons de faible masse découverts par imagerie directe. pc = parsec, DPE = distance projetée à l'étoile.

pour l'*ESA*.

5.2.2 Perturbation dynamique de l'étoile

Il ne s'agit plus ici de détecter la planète de façon directe, mais de déduire son existence de manière indirecte en analysant la perturbation dynamique qu'elle engendre sur son étoile. A cause de la présence de la planète, l'étoile se déplace en effet sur une orbite elliptique dont l'un des foyers est le centre de masse du système étoile-planète. La valeur du demi-grand axe de cette ellipse est proportionnel au rapport M_p/M_\star . Ce mouvement entraîne une variation périodique de trois observables : **(1)** la vitesse radiale de l'étoile, **(2)** sa position astrométrique et **(3)** le temps d'arrivée d'un éventuel signal stellaire périodique. Nous allons passer en revue l'utilisation de ces trois observables dans la détection d'exoplanètes, en commençant par celle qui a permis de découvrir la majorité des exoplanètes connues : la vitesse radiale.

La méthode des vitesses radiales

L'amplitude K de la perturbation en vitesse radiale d'une étoile due à une planète de masse largement inférieure en orbite circulaire autour d'elle est donnée par la formule suivante :

$$K = 28.4 \frac{1}{P^{1/3}} \frac{M_p \sin i}{M_\star^{2/3}} \text{ ms}^{-1} \quad (5.2)$$

où P est la période en années, M_p la masse planétaire exprimée en masse de Jupiter M_J , M_\star la masse stellaire exprimée en masse solaire M_\odot et i l'inclinaison de l'orbite planétaire. P et a , le demi-grand axe de l'orbite, sont reliés par la troisième loi de Kepler :

$$P = \sqrt{\frac{a^3}{M_\star}} \text{ années} \quad (5.3)$$

où a est en UA et M_\star en masses solaires. L'équation (5.2) nous indique que la méthode privilégie les planètes massives à période courte, et donc, via

(5.3), proches de leur étoile. De plus, elle ne peut nous donner qu'une limite inférieure à la masse de la planète si l'inclinaison i de l'orbite planétaire n'est pas connue. L'amplitude de la perturbation est indépendante de la distance du système, mais le haut rapport signal-sur-bruit nécessaire pour détecter une si faible perturbation limite les observations aux étoiles assez brillantes.

L'amplitude de la perturbation due à Jupiter sur le Soleil, observé depuis une direction située dans le plan de l'orbite, serait de 12.5 ms^{-1} , avec une période P de 11.9 ans. Pour la Terre, cette amplitude chute à 0.1 ms^{-1} , avec une période P de 1 an. La précision maximale actuelle est d'environ 1 ms^{-1} , avec le spectrographe *HARPS* (High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher) [2.23] installé au Chili. Cela donne accès à la découverte de planètes comparables à Saturne, ou de masse proche de celle de Neptune mais très proches de leur étoile. La précision peut-elle encore être augmentée et nous permettre de découvrir des planètes comparables à notre Terre ? Les performances des instruments peuvent sans doute être améliorées, mais le principal problème proviendrait alors de l'étoile. Une étoile de type solaire subit des oscillations, radiales et non-radiales, dues à l'excitation stochastique de modes de vibration par la zone convective située sous l'atmosphère (modes de compression). De plus, son champ magnétique peut entraîner des effets comme l'éjection coronale de matière ou des inhomogénéités convectives sur la surface entraînant des variations de vitesse radiale nuisibles à la précision de la méthode. L'ensemble de ces effets est nommé *jitter* et les amplitudes en jeu sont du même ordre que celles dues à une planète tellurique, rendant la détection d'un tel objet extrêmement difficile par vitesse radiale.

Comme mentionné plus haut, la méthode des vitesses radiales (*VR*) ne nous donne qu'une limite inférieure sur la masse d'une exoplanète. La connaissance de l'inclinaison du système est donc nécessaire pour confirmer la nature planétaire d'un objet découvert par vitesse radiale. Elle est possible par la méthode astrométrique, ou par la méthode des transits photométriques en cas de chance (voir suite). La plupart des objets sur les listes d'exoplanètes pourraient donc ne pas être des planètes, bien que des considérations statistiques [2.24] alliées à la rareté avérée des naines brunes de faible masse laissent à penser que beaucoup sont bel et bien des planètes.

La méthode astrométrique

Cette méthode repose sur l'étude du mouvement de l'étoile dans le plan du ciel. Comme mentionné plus haut, une étoile subit un mouvement périodique elliptique en présence d'une planète orbitant autour d'elle. L'orbite réelle projetée sur le plan du ciel sera une ellipse dont le demi-grand axe angulaire

est donné par :

$$\alpha = \frac{M_p}{M_\star} \frac{a}{d} \text{ secondes d'arc} \quad (5.4)$$

où d est la distance du système en parsec, a étant exprimé en UA . La méthode favorise donc la détection d'une exoplanète massive, orbitant loin autour d'une étoile peu massive relativement proche de nous. Ce mouvement s'ajoute au mouvement propre de l'étoile et à son mouvement apparent parallactique (une ellipse également) dû à l'orbite de la Terre autour du Soleil. Il est nécessaire d'avoir dans le champ observé plusieurs étoiles de référence, si possible brillantes et lointaines. A titre indicatif, Jupiter orbitant autour du Soleil observé depuis une distance de 10 parsec entrainerait une amplitude astrométrique de ~ 0.5 seconde d'arc. La Terre donnerait quant à elle une amplitude de $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ seconde d'arc.

La méthode complémente bien celle des vitesses radiales. En effet, si a est connu par cette dernière, d par l'étude du mouvement parallactique et si M_\star est estimé par le type spectral de l'étoile ou par un tracé évolutif stellaire, alors la méthode donne la masse de la planète sans ambiguïté, et l'inclinaison du système par la même occasion.

L'astrométrie depuis le sol n'a pas encore permis de détecter une exoplanète, la turbulence atmosphérique empêchant d'atteindre le niveau de précision nécessaire. Des instruments en cours de développement devraient cependant permettre d'atteindre un niveau de précision de 10^{-5} seconde d'arc dans un proche avenir, en utilisant l'interférométrie (Palomar Testbed [2.25], Keck [2.26], *VLT* [2.27]). Cependant, ces instruments ne seront utilisables que pour l'observation de champs très étroits, ce qui est un handicap. En effet, les étoiles proches sont, pour la plupart, situées dans des champs peu denses : un champ trop étroit risque de ne pas fournir suffisamment d'étoiles de référence, nécessaires pour déterminer le mouvement de l'étoile étudiée.

L'astrométrie spatiale peut permettre d'atteindre des précisions encore plus grandes. L'utilisation du système de guidage du *HST* a déjà permis de détecter le mouvement d'une étoile dû à une planète qui avait été découverte auparavant par la méthode des vitesses radiales, ce qui a fourni par la même occasion l'inclinaison du système [2.28].

L'analyse des résultats du satellite Hipparcos a permis de poser des limites supérieures sur les masses de quelques exoplanètes [2.29][2.30][2.31], mais sa précision de l'ordre de 10^{-3} seconde d'arc est insuffisante pour réellement contraindre les systèmes planétaires proches ou pour permettre de nouvelles découvertes. Deux missions spatiales ambitieuses sont en phase de préparation et devraient atteindre des précisions astrométriques de l'ordre de 10^{-6} seconde d'arc. Il s'agit des missions *SIM* (NASA) [2.32][2.33] et *GAIA* (ESA) [2.34] [2.35]. Ces deux missions utiliseront l'interférométrie depuis l'espace

pour étudier les systèmes planétaires connus et en découvrir de nouveaux. En supposant que seulement 4-5 % des étoiles de type solaire ont une planète de la masse de Jupiter, *GAIA* devrait pouvoir détecter 10 000 planètes de période comprise entre 1 et 10 ans, pour des étoiles allant jusqu'à la 15^e magnitude [2.36].

La détection de planètes telluriques par la méthode astrométrique depuis l'espace pourrait sembler possible si la limite en précision de 10^{-6} seconde d'arc était franchie dans l'avenir. Cependant, l'éclat d'une étoile n'est pas uniforme sur toute sa surface, des inhomogénéités de température dues à la convection et au champ magnétique existent : pour le Soleil, il s'agit des fameuses taches solaires. Le mouvement de ces taches dû à la rotation, l'apparition et la disparition ou les variations d'éclat de ces taches engendreraient un mouvement du photocentre de l'étoile qui pourrait masquer un éventuel mouvement dynamique dû à la présence d'une planète tellurique.

La méthode du délai temporel - pulsars

C'est cette méthode qui a permis la découverte des premières exoplanètes en 1992 [2.4]. Elle ne peut s'appliquer qu'à une classe particulière d'étoiles, les pulsars radios. Il s'agit d'étoiles à neutrons en rotation très rapide, formées lors de l'explosion en supernova d'une étoile massive ($8-20 M_{\odot}$) en fin de vie. Un pulsar émet deux fins rayons d'émission radio parallèles à l'axe de son dipôle magnétique. Le non-alignement de cet axe avec l'axe de rotation permet, dans le cas d'une configuration adéquate, de détecter un signal radio périodique. Les pulsars dotés de la rotation la plus rapide (*pulsars millisecondes*) sont des objets très rares qui font partie d'un système binaire, le compagnon étant une naine blanche ou une étoile à neutrons. Ils constituent des standards temporels extrêmement précis, la période du signal radio n'évoluant que de façon minime ($\sim 10^{-19} \text{ss}^{-1}$). Si une planète est présente autour d'un pulsar, les variations du temps de voyage de la lumière au cours de l'orbite du pulsar autour du centre de masse du système donneront lieu à des changements dans le temps d'arrivée du signal. Pour les pulsars millisecondes, des objets de masse inférieure à celle de la Lune seraient détectables par cette méthode, alors que des planètes telluriques pourraient être trouvées autour de pulsars "normaux" (période de l'ordre de la seconde).

A l'heure actuelle, seuls deux pulsars sont connus pour posséder une ou plusieurs planètes : PSR 1257+12 [2.4][2.37][2.38] et PSR B1620-26 [2.39].

5.2.3 Photométrie

Deux méthodes de détection basées sur l’analyse de l’évolution temporelle de la magnitude apparente des étoiles existent. Il s’agit de la méthode des microlentilles gravitationnelles, que nous présentons ci-dessous, et de la méthode des transits photométriques. C’est cette dernière que *CoRoT* utilisera pour détecter des exoplanètes, et j’ai consacré une partie de ma thèse à l’étude et à l’amélioration de son potentiel, c’est pourquoi elle sera présentée de manière plus poussée dans le chapitre suivant.

Microlentilles gravitationnelles

Cette méthode repose sur la microfocalisation gravitationnelle qui survient lorsqu’un objet compact en avant-plan (nommé la *microlentille*) se place entre l’observateur et une source lumineuse. Le champ gravitationnel de la microlentille courbe les rayons lumineux de l’objet d’arrière-plan, comme prévu par la relativité générale [2.40]. Le résultat est le changement en forme et en position de l’image de l’objet d’arrière-plan. Étant donné que la lumière passant de chaque côté de la microlentille peut être courbée pour atteindre l’observateur, plusieurs images de l’objet d’arrière-plan sont possibles. Pour des lentilles de masse stellaire ou planétaire, la séparation de ces images est trop petite pour être résolue. Néanmoins, étant donné que le flux total atteignant l’observateur est plus grand dans ce cas, la présence de la microlentille (étoile ou étoile + planète) est déduite de la hausse de luminosité apparente de l’objet d’arrière-plan. Si la lentille est double (étoile + planète), les effets de focalisation de ces deux lentilles se combinent de manière non-linéaire pour créer des variations rapides dans la courbe de lumière de l’objet d’arrière-plan. La modélisation de ces variations permet d’obtenir une estimation du rapport des masses des deux objets ainsi que de leur distance projetée. Einstein lui-même reconnaissait cette méthode dans son principe, bien qu’il pensait qu’elle soit inutilisable en pratique, étant donné la précision qu’elle requerrait [2.41].

En raison de la faible probabilité intrinsèque de l’alignement géométrique nécessaire, cette méthode nécessite d’observer un nombre très élevé d’étoiles en même temps, situées à distance suffisante, qui constitueront les sources d’arrière-plan. Pour cette raison, le bulbe galactique, les nuages de Magellan ou la galaxie d’Andromède constituent des cibles de choix. Depuis 1993, plusieurs programmes ont été organisés, donnant lieu à l’observation de centaines de phénomènes de microlentille. Citons *EROS* [2.42], *OGLE* [2.43], *MACHO* [2.44], *DUO* [2.45], *MOA* [2.46] et *PLANET* [2.47]. Jusqu’il y a peu, seuls deux événements étaient considérés comme révélant de façon fiable

la présence d'une exoplanète :

- Une planète de masse $\sim 2M_J$ a été détectée à la fois par *OGLE* et *MOA* [2.48]. Elle orbiterait à une distance d'environ $3 UA$ autour d'une étoile située à ~ 5200 pc de notre système solaire.
- Une planète de masse $\sim 2.7M_J$, orbitant à $\sim 3 UA$ d'une étoile située aussi à ~ 5200 pc de nous [2.49]. Cet événement a été lui aussi observé par plusieurs équipes.

En janvier de cette année 2006, un consortium scientifique regroupant les équipes *OGLE*, *MOA* et *PLANET* a annoncé la détection d'une planète de $\sim 5.5 M_{\oplus}$ (masses terrestres) orbitant une étoile située à ~ 6600 pc de notre système solaire [2.50]. Sa période orbitale est de ~ 3800 jours. C'est à ce jour l'exoplanète la moins massive détectée.

La méthode des microlentilles gravitationnelles est suffisamment sensible pour détecter des planètes telluriques, mais elle souffre néanmoins d'un gros désavantage. Un événement ne peut être observé qu'une seule fois, ce qui rend toute étude ultérieure impossible. Elle pourrait néanmoins permettre d'obtenir des statistiques intéressantes sur les exoplanètes dans notre galaxie, ajoutant ainsi des contraintes aux modèles théoriques de formation et d'évolution planétaire.

Chapitre 6

La méthode des transits photométriques

Une occultation est la diminution provisoire de la luminosité d'un astre lorsqu'un autre astre en orbite autour du premier passe devant lui. Dans le contexte qui nous intéresse, on peut distinguer le passage d'une planète devant son étoile (*transit planétaire*) et le passage de l'étoile devant la planète (*occultation planétaire*). Le phénomène de transit planétaire ne peut se produire que si la configuration géométrique le permet : le plan orbital doit être pratiquement perpendiculaire au plan du ciel. La planète étant plus froide que l'étoile, elle possède une luminosité plus faible que cette dernière en optique, ce qui explique la décroissance du flux observable. Nous allons développer les caractéristiques de la méthode une par une, en commençant par la plus contraignante, la probabilité géométrique.

6.1 Probabilité géométrique d'un transit

Considérons une planète de rayon R_p en orbite circulaire autour d'une étoile de rayon R_* , le rayon orbital valant a et l'inclinaison de l'orbite i . Pour qu'un phénomène de transit soit possible, il faut que (voir Figure 6.1) :

$$a \cos i \leq R_* + R_p \quad (6.1)$$

$\cos i$ pouvant prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1. La probabilité géométrique d'un transit est donc donnée par :

$$P_{tr} = \frac{\int_0^{(R_*+R_p)/a} d(\cos i)}{\int_0^1 d(\cos i)} = \frac{R_* + R_p}{a} \approx \frac{R_*}{a} \quad (6.2)$$

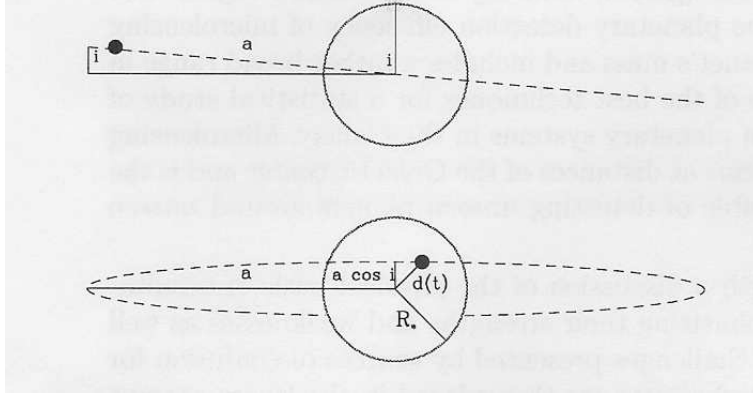


FIG. 6.1 – Géométrie d'un transit planétaire vu depuis l'observateur (*bas*) et depuis une direction perpendiculaire (*haut*) [2.51].

Si nous calculons P_{tr} pour les planètes du système solaire, nous constatons que les valeurs obtenues sont $\lesssim 1\%$ pour les planètes telluriques internes, tandis qu'elles chutent sous la barre du millième pour les planètes géantes externes. Nous voyons donc que le principe même de la méthode oblige à l'observation d'un nombre élevé d'étoiles afin de maximiser la probabilité d'avoir un nombre relativement important de systèmes étoile-planète pour lesquels la configuration géométrique est adéquate. Nous constatons aussi que la méthode favorise la détection de planètes en orbite proche.

6.2 Fréquence et durée du transit - fenêtre d'observation

La périodicité d'un transit donné est obtenue par la troisième loi de Kepler (équation 5.3). Si la période est mesurée et la masse stellaire interpolée à partir d'un tracé d'évolution stellaire, on obtient le demi-grand axe de l'orbite.

La durée totale du transit t_T est donnée par :

$$t_T = \frac{P}{\pi} \arcsin \left(\frac{R_*}{a} \left\{ \frac{[1 + (R_p/R_*)]^2 - [(a/R_*) \cos i]^2}{1 - \cos^2 i} \right\}^{1/2} \right) \quad (6.3)$$

ce qui, si $a \gg R_* \gg R_p$, se simplifie en :

$$t_T = \frac{P}{\pi} \sqrt{\left(\frac{R_*}{a} \right)^2 - \cos^2 i} \quad (6.4)$$

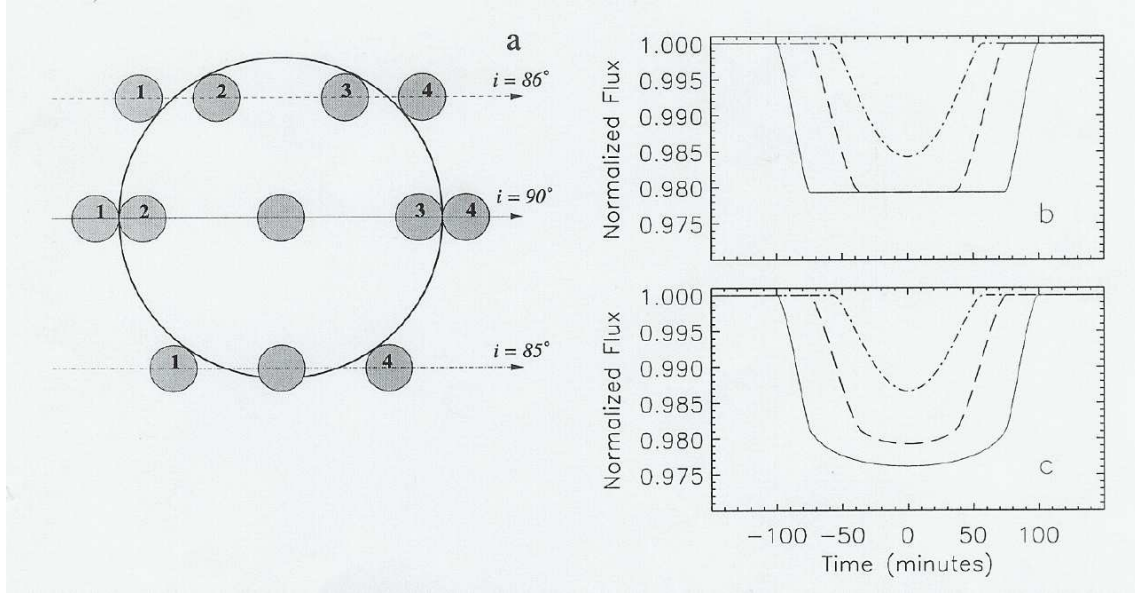


FIG. 6.2 – Diagramme schématique montrant l'influence de l'inclinaison sur la courbe de lumière d'un transit planétaire [2.52]. Sur la figure *a* sont représentés un transit non-central (*haut*), un transit central (*milieu*) et un transit partiel (*bas*). La figure *b* représentent les courbes de lumière correspondantes en négligeant l'effet de l'assombrissement centre-bord, tandis que la figure *c* en tient compte. Les paramètres utilisés pour calculer ces courbes sont $R_p = 1.4 R_J$, $R_* = R_\odot$, $a = 0.05 \text{ UA}$ et un assombrissement centre-bord solaire à $0.8 \mu\text{m}$.

L'inclinaison i peut donc être obtenue à partir de la mesure de t_T , à condition d'obtenir R_* (et donc R_p via l'équation 6.5, voir suite) et M_* à partir d'un tracé d'évolution stellaire et de connaître la période par l'observation de plusieurs transits. La Figure 6.2 nous montre l'influence de l'inclinaison sur la courbe de transit.

La durée d'un transit, donnée par la formule 6.3, est de l'ordre de quelques heures pour une planète en orbite rapprochée, rendant possible l'observation d'un transit dans son intégralité depuis le sol, malgré la discontinuité des observations.

Un des paramètres importants d'un projet cherchant à détecter des transits planétaires est d'ailleurs cette fenêtre d'observation. Si celle-ci est discontinue ou n'est pas assez longue, il est clair qu'à la probabilité géométrique s'ajoute la probabilité qu'un transit donné soit observé, observé en partie ou au contraire raté. C'est pourquoi l'espace présente un énorme avantage par rapport au sol, car il permet l'observation continue d'un même champ

pendant des durées très longues. Depuis le sol, le cycle jour-nuit et le climat donnent lieu à une fenêtre d’observation beaucoup moins favorable. Signalons néanmoins l’existence d’un site au haut potentiel pour la méthode des transits, le Dome C en Antarctique. Ses 3 mois de nuit continue en hiver et ses très bonnes conditions d’observation [2.53] lui donnent un intérêt certain, et un projet de recherche d’exoplanètes par transits depuis ce site existe déjà, *A-STEP* [2.54].

6.3 Caractéristiques du signal

L’amplitude relative de la chute de luminosité due à un transit planétaire est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\Delta L_{\star}}{L_{\star}} = \left(\frac{R_p}{R_{\star}} \right)^2 \quad (6.5)$$

où L_{\star} est la luminosité observée de l’étoile. On voit donc que la chute de luminosité (ou de flux) normalisée est proportionnelle au carré du rayon planétaire. La forme du transit au niveau de la courbe de lumière est caractérisé quant à lui par :

$$\frac{\sin(t_F \pi / P)}{\sin(t_T \pi / P)} = \frac{\{[1 - (R_p/R_{\star})]^2 - [(a/R_{\star}) \cos i]^2\}^2}{\{[1 + (R_p/R_{\star})]^2 - [(a/R_{\star}) \cos i]^2\}^2} \quad (6.6)$$

où t_F est la durée de la partie “plate” du transit, c’est-à-dire la partie correspondant à la superposition totale du disque planétaire devant le disque stellaire (voir Figure 6.3).

Nous avons considéré ici une planète “noire”, c’est-à-dire beaucoup moins lumineuse que son étoile. Si l’on considère une planète très grande et dotée d’un albédo très important, en orbite rapprochée, des observations à très haute précision devraient permettre de percevoir sa présence par la détection de la modulation du signal photométrique à la fréquence de l’orbite. Nous ne considérons pas ici ce type de détection photométrique.

L’amplitude du signal, donnée par l’équation 6.5, sera d’environ 1 % pour une planète de la taille de Jupiter en orbite autour d’une étoile comme le Soleil. Sachant qu’une précision de ~ 0.1 % est à la portée des télescopes modernes, on voit que la détection de planètes géantes en orbite autour d’étoiles de type solaire est possible depuis le sol. Ce fait est confirmé par la détection de 6 exoplanètes géantes par des projets au sol utilisant la méthode des transits photométriques (voir section 7.4). Pour une planète comme la Terre, l’amplitude du signal est ~ 0.01 %, soit hors de portée des télescopes actuels

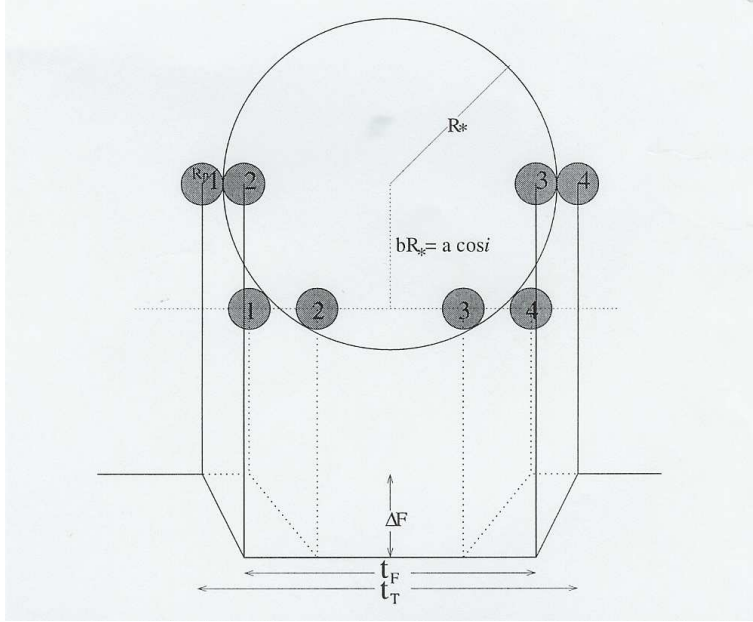


FIG. 6.3 – Définition schématique des deux paramètres t_T et t_F d’une courbe de lumière de transit [2.55].

opérant au sol. L’élaboration de missions spatiales devient donc nécessaire pour détecter de telles cibles. Remarquons néanmoins que la détection d’une planète tellurique depuis le sol pourrait être possible, d’un simple point de vue précision des mesures, autour d’une étoile naine de très petite taille, l’amplitude du signal étant par exemple de $\sim 1\%$ pour une planète comme la Terre en orbite autour d’une étoile de sous-type spectral M8 [2.52].

6.4 Influence de l’assombrissement centre-bord

L’équation 6.5 ne vaut que pour une étoile de brillance uniforme sur toute sa surface. En réalité, le profil de la brillance de surface des couches atmosphériques d’une étoile, $B_\lambda(r_*)$ est dépendant de la longueur d’onde. Des observations à différentes longueurs d’onde sondent des couches différentes de l’atmosphère stellaire. L’observation dans un filtre rouge sondera des couches moins profondes, et donc plus froides, que dans un filtre bleu. Le disque stellaire apparaîtra donc plus grand dans un filtre plus rouge. À mesure que le disque planétaire se superpose au disque stellaire et le traverse, il masque des couches différentes de l’atmosphère stellaire. La variation du flux émis d’une étoile en fonction de la distance angulaire au centre du disque porte le nom de loi d’assombrissement centre-bord, et dépend bien sûr du filtre

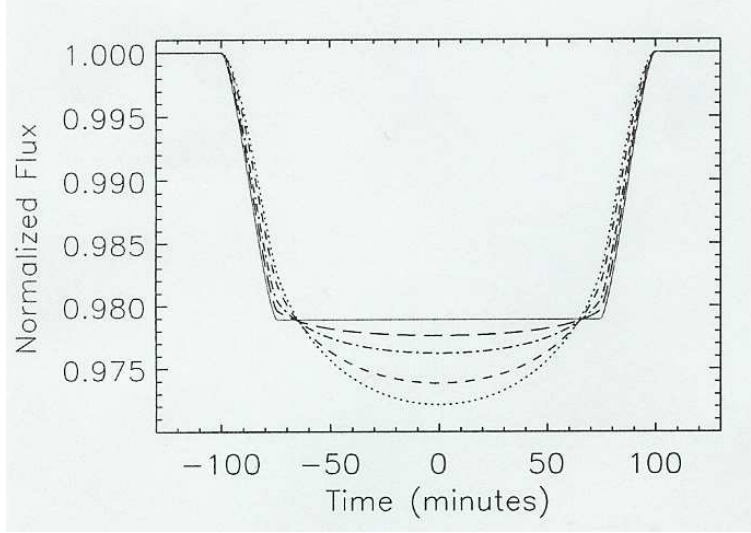


FIG. 6.4 – Courbes de lumière théoriques d'un transit planétaire ($R_p = 1.4R_J$, $R_* = R_\odot$) pour différentes longueurs d'onde [2.52]. La courbe solide néglige l'assombrissement centre-bord, tandis que les autres, du haut vers le bas (à $t = 0$) sont calculées respectivement pour des longueurs d'onde de 3, 0.8, 0.55 et 0.45 μm .

utilisé.

Si l'on veut obtenir une précision importante sur les paramètres issus d'une courbe de transit, il convient de tenir compte de cet effet. A cause de ce dernier, l'amplitude de la chute du flux durant le transit va dépendre des couches atmosphériques occultées, et donc de l'inclinaison i (voir Figure 6.2.c). La connaissance de cette dernière devient alors indispensable pour obtenir le rayon planétaire. Si l'on connaît le rayon et la masse stellaire ainsi que la période orbitale, l'équation 6.4 permettrait d'obtenir cette inclinaison, connaissant la durée totale du transit t_T , mais hélas cette dernière dépend elle aussi de l'assombrissement centre-bord. Il convient donc d'utiliser de modéliser cet assombrissement centre-bord. De plus, il est préférable d'utiliser un filtre assez rouge, pour lequel l'effet de l'assombrissement centre-bord sera plus faible (voir Figure 6.4). Remarquons que l'observation d'un transit unique avec deux filtres différents permet d'obtenir la signature colorée de l'assombrissement centre-bord, qui peut être utilisée pour estimer l'inclinaison orbitale. Il suffit alors d'utiliser l'équation 6.3 pour obtenir la période, alors qu'un seul transit a été observé [2.51][2.55].

6.5 Panorama des résultats

Le premier succès de la méthode des transits photométriques remonte à la fin de l'année 1999. Le premier transit d'une exoplanète fut observé sur l'étoile HD 209458 [2.56][2.57], cette planète ayant été détectée par *VR* auparavant. Le follow-up photométrique confirma donc la nature planétaire de HD 209458 b, et par la même occasion l'intérêt de la méthode. Les observations ultérieures permirent d'obtenir beaucoup d'informations sur cette planète et l'étoile qu'elle orbite : la photométrie multi-couleur [2.58][2.59], l'obtention d'une courbe de lumière de haute précision avec le *HST* [2.60], la détermination précise des paramètres de l'étoile et de sa place dans un diagramme évolutif [2.61]. Dans le même temps, de nombreux travaux théoriques tentèrent d'expliquer la densité très faible de la planète ($R = 1.32 R_J$ pour $M = 0.69 M_J$) [2.62][2.63][2.64][2.65][2.96] et de prédire certaines structures observables dans le spectre stellaire qui donneraient des renseignements sur l'atmosphère de la planète [2.67]. Et c'est le *HST* qui permit alors d'observer de telles structures, avec la détection d'une absorption due au sodium planétaire durant le transit [2.68], suivie de celle de l'énorme exosphère de la planète en Lyman-alpha [2.69]. L'hydrogène responsable de cette dernière absorption proviendrait de la photo-dissociation intense de l'eau atmosphérique sous l'effet du rayonnement stellaire [2.70]. C'est ce dernier point qui explique le deuxième nom donné à la planète, Osiris, en référence au dieu égyptien dont le corps fut démembré et disséminé. En 2005, le télescope spatial infra-rouge Spitzer permit même l'observation de l'occultation planétaire de HD 209458 b, soit la première détection de la lumière émise par une exoplanète [2.71].

Suite à ce premier succès avec HD 209458 b, de nombreux projets furent mis sur pied dans le but de détecter des exoplanètes par transit. En 2003, Konacki et al. [2.72][2.73] annoncèrent la confirmation par *VR* de la nature planétaire d'un objet détecté par transit par le projet *OGLE* (Optical Gravitational Lensing Experiment [2.43][2.49]). La planète détectée, nommée *OGLE-TR-56 b*, possède une période remarquablement courte de 1.2 jours, cette valeur étant bien en-dessous de la limite inférieure de la distribution en période des planètes détectées par *VR* [2.74]. Elle inaugure donc une nouvelle classe de planètes, les "Jupiters Très Chauds" (*Very Hot Jupiter*). Quatre autres candidats-planète du projet *OGLE* furent confirmés par la suite par *VR* [2.75][2.76][2.77], ainsi qu'un candidat du projet multi-site *TrES* (Trans-Atlantic Exoplanet Survey) [2.78].

Le follow-up photométrique de candidats-planète découverts par *VR* permet également la confirmation de la nature planétaire de 2 autres objets, HD 149026 b [2.79] et HD 189733 b [2.80]. Le Tableau 6.1 reprend les ca-

Planète	Masse (M_J)	Rayon (R_J)	P (jours)	a (UA)
HD 149026 b	0.36	0.73	2.88	0.042
<i>OGLE-TR</i> -111 b	0.53	1.00	4.02	0.047
<i>OGLE-TR</i> -10 b	0.54	1.16	3.10	0.042
<i>TrES</i> -1	0.61	1.08	3.03	0.039
HD 209458 b	0.69	1.32	3.52	0.045
HD 189733 b	1.15	1.26	2.22	0.031
<i>OGLE-TR</i> -132 b	1.19	1.13	1.69	0.031
<i>OGLE-TR</i> -113 b	1.35	1.08	1.43	0.023
<i>OGLE-TR</i> -56 b	1.45	1.23	1.21	0.023

TAB. 6.1 – Exoplanètes détectées ou confirmées par transit, classées par masse croissante (d’après Schneider 2006, Encyclopédie des Planètes extra-solaires, <http://vo.obspm.fr/exoplanets/encyclo>).

ractéristiques des exoplanètes détectées ou confirmées par transit.

On peut constater à l’analyse du Tableau 6.1 que, mis à part HD 149026 b, toutes ces planètes ont un rayon égal ou supérieur à celui de Jupiter, pour une masse inférieure ou supérieure. Ce fait est en accord avec les modèles théoriques qui prévoient que, pour les faibles masses, le rayon augmente avec la masse, alors que pour les masses plus élevées, le rayon diminue quand la masse augmente, cet effet étant d’autant plus marqué que l’irradiation stellaire est forte [2.81].

De nombreux projets cherchent à l’heure actuelle à détecter ou à confirmer des planètes par la méthode des transits en observant depuis le sol, tandis que deux missions spatiales ambitieuses se préparent. La première est bien sûr *CoRoT*, dont le lancement est prévu cette année 2006. La deuxième se nomme *KEPLER* et est un projet de la *NASA* dont l’objectif principal est la détection de planètes de type terrestre en orbite dans la zone habitable d’étoiles de type solaire [2.82]. Ce satellite ne sera pas lancé avant 2007. Ces deux missions ainsi que les follow-up qui les suivront devraient nous permettre de sensiblement augmenter nos connaissances dans les domaines de la distribution des planètes dans notre galaxie et de la formation et l’évolution des systèmes planétaires.

6.6 Faux-positifs

L’un des problèmes majeurs de la méthode des transits est le taux assez élevé de fausses détections. A titre d’exemple, les deux premières campagnes du projet *OGLE* ont donné lieu à la détection de plus de 130 exo-

planètes potentielles, alors que 5 seulement se sont révélées être de véritables planètes après follow-up par vitesse radiale (voir section précédente). Nous allons présenter dans cette section les 4 types principaux de “faux-positifs”, et les moyens existants pour discriminer ces cas des véritables planètes.

6.6.1 Binaires à éclipses

Les planètes géantes ont une taille similaire aux naines brunes et aux étoiles de type spectral M de faible masse. Cet effet est dû à l’influence inverse sur le rayon des forces de Coulomb ($R \propto M^{1/3}$) et de la pression de dégénérescence des électrons ($R \propto M^{-1/3}$) [2.55]. Ce fait entraîne l’impossibilité de conclure à la nature planétaire d’un objet par la seule méthode des transits photométriques, du moins dans le cas d’une planète géante. On voit donc qu’il est nécessaire d’utiliser une autre méthode pour confirmer la détection d’une planète, et la méthode utilisée à l’heure actuelle est celle des vitesses radiales (VR). De plus, la combinaison de la méthode des transits et de celle des VR permet d’obtenir la densité de la planète, paramètre important pour contraindre les modèles de formation et de migration planétaire, la méthode des transits seule ne donnant que le rayon et celle des VR seule ne donnant qu’une limite inférieure à la masse.

Parallèlement à ces faux-positifs discriminables uniquement par un follow-up en VR , les trois cas suivants peuvent être rejetés dans certains cas par la seule analyse photométrique.

6.6.2 Binaires à éclipses avec une étoile géante

Le signal observé étant une chute *relative* du flux, une étoile géante occultée par une étoile naine peut donc présenter un signal d’amplitude comparable à celui d’un transit planétaire. Une éclipse secondaire permet de rejeter catégoriquement ce type de système, mais elle peut être absente de la courbe de lumière si la différence de luminosité entre les deux étoiles est suffisamment importante.

Ce type de faux-positif pourra alors être rejeté en se basant sur la durée du transit. En effet, l’occultation d’une étoile géante par une étoile naine donnera lieu à une durée de transit beaucoup plus longue que celle d’une étoile naine par une planète. De plus, si l’on dispose d’un échantillonnage et d’une précision photométrique suffisants, l’utilisation de versions simplifiées des formules présentées dans les sections 7.2 et 7.3 permet d’estimer la masse et le rayon de l’étoile [2.52]. Si cela ne suffit pas ou n’est pas possible, la classification spectrale de l’étoile permet de trancher.

6.6.3 Binaires à éclipses rasantes

Pour une certaine inclinaison i , une binaire à éclipses peut donner lieu à une baisse de flux relative d'une des deux composantes du même ordre de grandeur que dans le cas d'un transit planétaire. De plus, ici aussi, si la différence de magnitude entre les deux composantes est suffisamment élevée, il se peut qu'aucune éclipse secondaire ne soit observable.

Dans un filtre rouge, la courbe de lumière d'un transit planétaire aura un fond assez plat, tandis que celle d'une binaire à éclipse rasante sera fortement arrondie (voir Figure 6.5). Une courbe de lumière de haute précision et suffisamment échantillonnée suffit donc, en observant dans un filtre rouge, à rejeter ce type de signal. Remarquons néanmoins sur cette figure qu'une planète en transit rasant peut donner lieu à une courbe de lumière de forme très similaire, mais la gamme d'inclinaisons donnant lieu à ce type de transit planétaire est bien plus faible ($R_p \ll R_*$) ce qui rend ce cas beaucoup moins probable que celui d'une binaire à éclipses rasantes. De plus, la chute de luminosité sera alors plus faible que dans le cas d'un transit normal.

Des observations de haute qualité combinées à une sélection des candidats basée sur la forme du transit permettent donc de réduire fortement ce type de faux-positifs [2.55].

6.6.4 Blend d'une binaire à éclipses avec une troisième étoile

L'éclipse d'une étoile par sa compagne au sein d'un système binaire sera moins profonde si l'image d'une troisième étoile est superposée à celle de la binaire (*blend*, voir Figure 6.6). Cette situation se présentera d'autant plus fréquemment que le champ est dense et que l'image des étoiles (*PSF*) est large. A nouveau, il se peut qu'aucune éclipse secondaire ne soit détectable. Cette situation de blend peut être très difficile à discriminer d'un authentique transit planétaire sans mesure en vitesse radiale.

L'obtention d'images de plus haute résolution, que ce soit par traitement des images du projet (déconvolution) ou par observation avec un autre instrument (e.g. optique adaptative) peut permettre de trancher, mais si la distance angulaire entre l'étoile binaire et l'étoile contaminatrice est vraiment très faible, cela ne suffira pas.

Si l'on connaît le type spectral de l'étoile, la solution obtenue après ajustement de la courbe de lumière donnera un rayon stellaire qui ne correspond pas à celui dérivé d'un diagramme d'évolution stellaire. Cela constituera une indication très forte en faveur d'un blend. De plus, un déplacement du centroïde de l'étoile durant le transit est aussi un élément en faveur d'un blend.

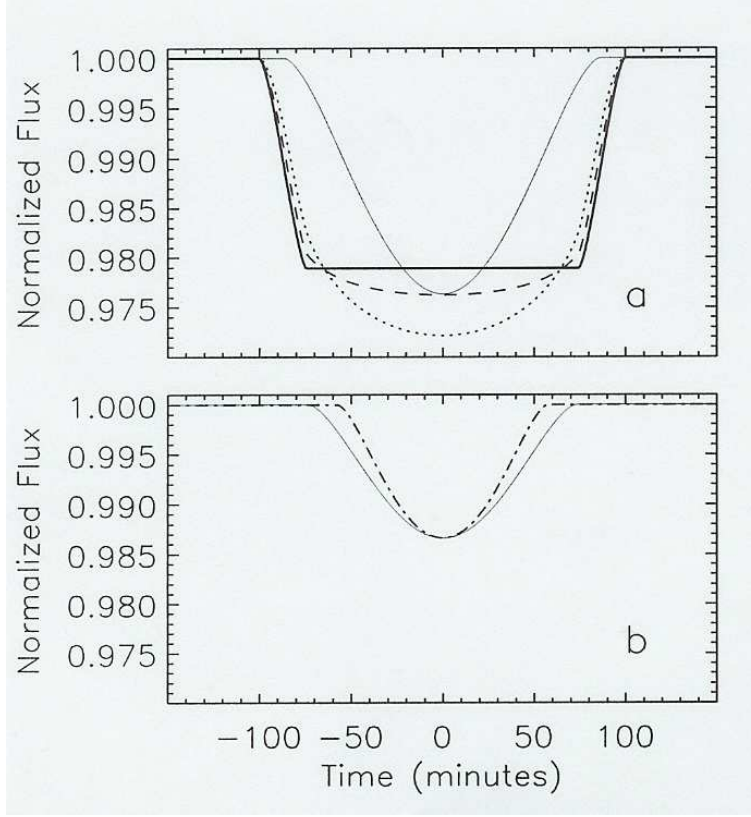


FIG. 6.5 – Comparaison de courbes de lumière théoriques d'un transit planétaire ($R_p = 1.4R_J$, $R_* = R_\odot$, $a = 0.05 \text{ UA}$, $P \approx 4 \text{ jours}$) et d'une binaire à éclipses rasantes ($M_1 = M_2 = M_\odot$, $R_1 = R_2 = R_\odot$, $P \approx 8. \text{ jours}$)[2.52]. *Haut - a* : la courbe de lumière de la binaire à éclipses rasantes ($i = 85^\circ.11$) est en trait fin continu, tandis que les autres courbes représentent les courbes de transit planétaire pour différentes amplitudes de l'assombrissement centre-bord. *Bas - b* : la courbe de lumière de la binaire à éclipses rasantes ($i = 85^\circ.02$) en trait continu est comparée à un transit planétaire partiel en trait discontinu.

6.6.5 Détection d'une planète tellurique sans confirmation par VR

La méthode des transits photométriques constitue un des moyens les plus prometteurs pour détecter des planètes de type terrestre [2.83][2.51]. Sa sensibilité lui permettrait théoriquement de détecter de tels objets autour d'étoiles trop faibles pour pouvoir obtenir une confirmation par VR . Dans certains cas, une photométrie de précision et d'échantillonnage suffisants associée avec la

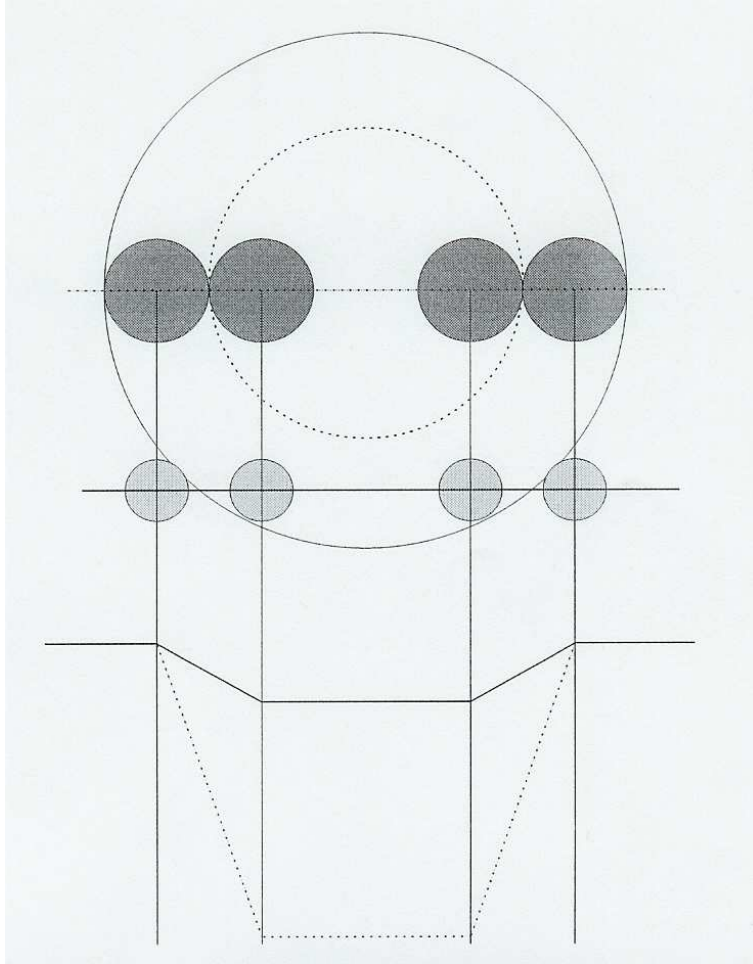


FIG. 6.6 – Effet de la présence d’une troisième étoile superposée (blendée) sur la courbe de lumière d’une binaire à éclipses. La courbe de lumière sans la troisième étoile (pointillé) devient nettement moins profonde en la présence de celle-ci (trait continu) et mime une courbe de transit planétaire.

connaissance du type spectral de l’étoile devrait néanmoins permettre d’avoir une confiance élevée en la nature planétaire de l’objet détecté. En effet, dans le cas d’une planète tellurique, il n’y a plus dégénérescence du rayon avec celui d’une naine brune ou d’une étoile M. Le type spectral de l’étoile devrait permettre, du moins dans certains cas, de rejeter l’hypothèse d’un blend ou d’un binaire à éclipses avec une composante géante, et une courbe de lumière suffisamment précise suffirait à rejeter l’hypothèse d’une binaire à éclipses rasantes. Il faut néanmoins souligner que le transit d’une planète tellurique devant une étoile de type solaire entraîne une chute de flux relative

extrêmement faible (0.01 %) et qu'une précision photométrique de l'ordre de 0.001% par mesure serait nécessaire, ce qui est encore loin des meilleures précisions actuelles (0.1 %). De plus, même pour une étoile peu active, la variabilité intrinsèque de l'étoile dégraderait la courbe de transit à ce niveau de précision, rendant la capacité de trancher en faveur d'un transit planétaire bien plus difficile [F. Pont 2005, communication privée], bien que l'influence de ce bruit serait d'autant plus faible qu'un grand nombre de transits serait observé. Ce cas de figure pourrait n'être applicable que pour des étoiles de très petits rayons (étoiles M), pour lesquelles la chute de flux relative due au transit d'une Terre est bien plus importante (0.05 à 1%).

De telles détections n'apporteraient bien sûr pas beaucoup de contraintes sur les modèles de formation et d'évolution planétaire, car on ne disposerait alors que d'une estimation du rayon de l'objet, sans en connaître sa masse et donc sans aucune idée de sa composition. Il reste néanmoins qu'elles auraient une valeur statistique certaine et pourraient nous permettre une première estimation de la fréquence des planètes telluriques, voire habitables, dans notre galaxie.

Chapitre 7

Etude du potentiel de projets de recherche d'exoplanètes par la méthode des transits

7.1 Introduction

Bien que de nombreux projets de recherche d'exoplanètes par transits existent et que deux d'entre eux ont permis la découverte de 6 planètes, aucun projet de grande envergure depuis le sol n'a encore vu le jour. Nous parlons ici d'un projet utilisant un grand télescope (≥ 4 m) doté d'une caméra à grand champ et observant durant un temps relativement long (quelques mois, voire quelques années avec quelques mois d'observation par an). Comme nous l'avons vu, les projets les plus ambitieux se tournent plutôt vers l'espace (*CoRoT* et *KEPLER*).

Partant de cette constatation, nous avons voulu tenter de répondre à deux questions importantes pour le futur de la recherche d'exoplanètes par transit :

1. Quel pourrait être le potentiel d'un projet ambitieux de recherche d'exoplanètes par transits depuis le sol, utilisant les instruments les mieux adaptés à cette tâche ?
2. Un tel projet depuis le sol aurait-il le potentiel de découvrir des planètes telluriques, ou est-ce seulement possible depuis l'espace ?

Nous avons réalisé des simulations réalistes afin d'estimer et comparer les récoltes en planètes géantes et telluriques **(1)** de différents projets fictifs depuis le sol utilisant un télescope de grand diamètre avec une caméra à grand champ et **(2)** des missions *CoRoT* et *KEPLER*. Ces simulations nous ont aussi permis de tester un éventail assez vaste de stratégies observationnelles

à adopter pour un projet donné en vue de maximiser le taux de découvertes en planètes, tout en minimisant le coût du projet en termes de temps de télescope.

Nous présentons en annexe C, l'article dans lequel furent publiés nos premiers résultats [2.84]. La démarche que nous avons suivie dans cette analyse comparative est simple. Partant d'hypothèses sur la distribution des planètes et de leurs rayons autour des étoiles de la séquence principale tardive, nous avons utilisé les différents paramètres de projets fictifs et réels pour calculer le nombre total de planètes de chaque type (telluriques, “Hot Jupiters”, etc.) qui pourraient être découvertes par ces différents projets, pour le même critère de détection. Nous avons ensuite comparé ces résultats et en avons tiré certaines conclusions. Pour pouvoir pleinement apprécier ces résultats, il faut tenir compte des points suivants.

1. Le paramètre clé de cette analyse est le signal-sur-bruit (SN) par pose. Les valeurs utilisées proviennent des *ETC* (*Exposure Time Calculators*, calculateurs de temps d'exposition) pour les instruments au sol et d'articles publiés pour les missions spatiales. Ils ne prennent pas en compte l'effet de la scintillation (sol) et reposent tous sur l'hypothèse d'un bruit totalement dépourvu de covariance, c'est-à-dire un bruit “blanc”. Comme souligné par Pont [2.85], la prise en compte de la structure covariante présente dans des données réelles et due à différentes causes (essentiellement atmosphériques pour le sol) peut grandement diminuer la précision photométrique. Une partie de cette covariance (ou “bruit rouge”) sera plus ou moins soustraite selon le choix des étoiles de référence, la méthode de réduction utilisée ou le post-traitement éventuellement appliqué (e.g. *SYS-REM* [2.86]). Ce problème est, à l'heure actuelle, très mal compris. Sa formalisation est donc prématurée, mais il nous faut insister sur le fait que les SN utilisés dans notre analyse sont des limites maximales qui ne pourraient être atteintes qu'après soustraction totale du “bruit rouge”.
2. L'encombrement du champ est aussi un facteur important qui n'est pas pris en compte dans cette première analyse. Son effet est double : il rend plus difficile la détection d'un transit planétaire pour une étoile blendée avec d'autres, et augmente la proportion de faux-positifs. Comme nous l'avons vu, ce dernier point est particulièrement préjudiciable, car la nature planétaire d'un objet doit être confirmée par un follow-up coûteux en temps et en argent. Dans une analyse complémentaire présentée par la suite, nous avons tenu compte du premier effet, la diminution du SN moyen en fonction de l'encombrement du champ, mais nous

n’avons pas modélisé la variation du rapport fausses détections sur vraies détections, notre formalisation n’étant pas adaptée à cette tâche.

3. Nous ne nous sommes pas préoccupés dans cette première analyse de la confirmabilité immédiate des planètes détectées. Malgré son évolution constante, la méthode des vitesses radiales a bien sûr une sensibilité limitée et la confirmation d’une planète autour d’une étoile de magnitude $I = 18$ pourrait s’avérer impossible à l’heure actuelle. Le terme “planète détectée” utilisé dans l’article ne doit pas être confondu avec le terme “planète confirmée”. Les deux missions spatiales ont un avantage à ce niveau par rapport à des projets profonds depuis le sol, car en observant des étoiles relativement brillantes, elles permettront une confirmation avec les instruments actuels de la nature planétaire de la plupart des objets qu’elles détecteront [S. Udry, communication privée]. Nous abordons ce problème dans notre analyse complémentaire présentée ci-dessous.

7.2 Résultats de la première analyse

Nous renvoyons le lecteur à notre article repris en annexe C

On the potential of extrasolar planet transit surveys, Gillon et al., 2005, A&A, **442**, 731-744 [1.32].

7.3 Analyse complémentaire

A la suite de notre article, nous avons voulu analyser l’influence de l’encombrement du champ sur le potentiel d’un projet de recherches d’exoplanètes par transit et incorporer cet aspect dans notre analyse comparative. Nous avons également voulu prendre en compte l’effet de la scintillation pour les projets depuis le sol. L’objectif était ici de tenter d’obtenir un projet “optimal” depuis le sol et le comparer aux missions spatiales. C’est pourquoi nous n’avons considéré que l’instrument le plus performant d’après notre première analyse, *VISTA-vis*, et le filtre donnant les meilleurs résultats, le filtre *I*. Nous avons testé différentes stratégies avec cette combinaison. Nous avons également effectué une simulation en supposant *VISTA-vis* placé au Dome C, afin de mettre en évidence l’influence d’une meilleure fenêtre d’observation. Un autre test réalisé fut de supposer *KEPLER* observant depuis le sol, avec la même stratégie, afin de mettre en évidence l’avantage d’aller dans l’espace pour un tel projet.

Il nous a également semblé important de ne plus considérer pour le sol

les planètes détectées mais non confirmables par *VR*. Il est en effet important pour cette analyse comparative de ne pas spéculer sur ce que seront les précisions atteignables en *VR* dans le futur, mais de tenter de répondre de manière rigoureuse à une question simple : que peut-on faire aujourd’hui depuis le sol par rapport à ce qui est possible depuis l’espace ?

Nous détaillons dans les sections suivantes la manière dont nous avons procédé pour ajouter ces nouveaux éléments dans notre analyse, puis donnons nos résultats, nos conclusions et les perspectives soulevées par ce travail.

7.3.1 Description des modifications apportées

Prise en compte de l’influence de l’encombrement du champ

Le fait que l’image (*PSF*) d’une étoile sur le détecteur ait une certaine extension spatiale entraîne que, si plusieurs étoiles sont présentes dans le champ d’observation, il existe une certaine probabilité pour que certaines de ces étoiles aient une partie de leur *PSF* qui se superpose à celle d’autres étoiles (*blend*). Si l’on suppose qu’une de ces étoiles blendées présente un signal de transit planétaire durant l’observation, on aura une dégradation de ce signal par la combinaison de deux effets : la *dilution du signal* et l’*augmentation du bruit*.

La *dilution du signal* vient du fait que le signal en lui-même est une diminution relative de la luminosité d’un objet. Dans le cas où l’objet est une étoile isolée, l’amplitude du signal est donnée par la formule 6.5. Dans le cas où, à la luminosité de l’étoile cible L_* , se rajoute une partie L_{blend} de la luminosité de l’étoile voisine, l’amplitude du signal devient :

$$\frac{\Delta L_*}{L_* + L_{blend}} < \left(\frac{R_p}{R_*} \right)^2 \quad (7.1)$$

On voit donc que la contamination de la *PSF* entraîne une diminution de l’amplitude du signal, rendant la détection de celui-ci plus difficile.

L’effet d’*augmentation du bruit* provient du fait que la lumière provenant de l’étoile blendante possède son propre bruit de photons, qui se rajoute à celui de l’étoile-cible. Si, de plus, l’étoile contaminatrice possède une certaine variabilité intrinsèque, elle constituera également une autre source de bruit. Le *SN* diminue donc en cas de *blend*, et il est important de pouvoir prédire ce que deviennent les nombres de planètes détectées en tenant compte de cet effet, d’autant que, comme nous l’avons vu, le principe même de la méthode force à l’observation d’un très grand nombre d’étoiles dans le même champ.

À côté de ces deux effets néfastes, il nous faut tenir compte du fait que l’encombrement a aussi un autre effet lors de la *détection* des étoiles

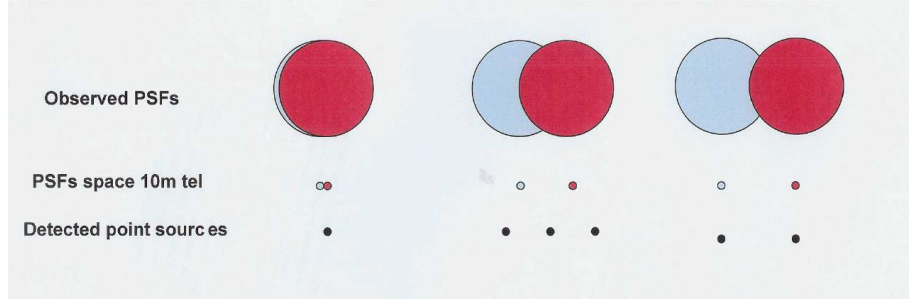


FIG. 7.1 – Représentation des 3 cas possibles lors de l'utilisation d'un algorithme de détection de sources ponctuelles sur deux étoiles blendées. *Haut* : les *PSF* des étoiles telles qu'apparaissant sur l'image. *Milieu* : les *PSF* des étoiles telles qu'elles apparaîtraient sur une image de bien meilleure résolution. *Bas* : les sources détectées par l'algorithme.

cibles pour la photométrie. Pour accomplir cette tâche, on va généralement utiliser des images de bonne résolution à haut *SN* et un algorithme de détection d'étoiles comme *DAOFIND* (sous-routine du package de photométrie *DAOPHOT* [2.87]). Si l'on considère 2 étoiles dont les *PSF* se chevauchent, on peut distinguer avec un tel algorithme 3 résultats possibles selon la distance entre ces 2 étoiles sur l'image et leur magnitude (voir Figure 7.1) :

1. Les *PSF* des étoiles se chevauchent presque totalement et l'algorithme ne détecte qu'une seule étoile (colonne 1 de la Figure 7.1).
2. Les étoiles sont très proches et le chevauchement de leurs *PSF* conduit à l'existence d'un ou plusieurs maxima de flux qui vont être interprétés par l'algorithme de détection comme signe de la présence d'étoiles. Il se peut aussi que la combinaison des *PSF* soit interprétée comme signe de la présence d'un objet étendu et ne conduise pas à la détection de la moindre étoile. Le résultat sera donc la détection d'un mauvais nombre d'étoiles et, si détection, à des coordonnées erronées. La photométrie dans ce cas de figure est totalement compromise (colonne 2 de la Figure 7.1).
3. Les étoiles sont suffisamment éloignées que pour permettre leur détection correcte, même si les ailes de leur *PSF* se chevauchent (colonne 3 de la Figure 7.1).

Dans le cas 2, il y a perte totale de l'information, tandis que dans les cas 1 et 3, il y a dégradation d'un éventuel signal selon les 2 processus cités ci-dessus, à savoir la dilution du signal et l'augmentation du bruit. Nous avons analysé l'importance de ces 3 cas de la façon suivante.

Nous avons construit des images synthétiques de paires d'étoiles simulant des observations faites à partir du sol depuis un site de bon seeing, afin de détecter les étoiles cibles d'un projet de recherche d'exoplanètes par transits, qu'il soit terrestre ou spatial. La *PSF* des étoiles y était représentée par une double gaussienne¹ de largeur à mi-hauteur de 4 pixels, ce qui correspondrait à un seeing d'environ 0.5 seconde d'arc pour une taille de pixel de 0.13 seconde d'arc/pixel, donnant lieu à un bon échantillonnage. Nous avons ajouté l'image d'un ciel constant d'une valeur en *ADU* (pas codeur, *Analog Digit Unit*) de 400 et une image de bruit. Celle-ci est obtenue en multipliant l'image d'un bruit gaussien de moyenne 0 et d'écart-type 1 par la racine carrée de l'image composée des *PSF* et du ciel. La gamme d'intensités stellaires analysées allait d'une valeur maximale en *ADU* d'environ 50000 dans le pixel central de la *PSF*, valeur censée représenter le début de la non-linéarité, à une valeur minimale d'environ 400 *ADU*, la valeur du ciel. Le pas en magnitude dans cette gamme d'intensités était d'une demi-magnitude. Pour chaque combinaison possible d'étoiles dans cette gamme de magnitudes, nous avons créé plusieurs images avec une séparation entre les étoiles allant de 0 pixel à une dizaine de pixels, par pas d'un demi-pixel. Nous avons donc obtenu au final un ensemble d'images de paires d'étoiles différant les unes des autres par les magnitudes des étoiles et la séparation entre ces étoiles. Pour chaque cas de figure, nous avons fabriqué dix images que nous avons additionnées, afin d'augmenter le signal-sur-bruit. Nous avons alors utilisé sur chaque image le software *DAOFIND* inclus dans la package photométrique *DAOPHOT* [2.87] d'IRAF. La détection des étoiles-cibles avec *DAOPHOT* se fait en plusieurs étapes. Tout d'abord, l'algorithme *DAOFIND* nécessite l'introduction de certains paramètres :

1. le bruit de lecture, que nous avons fixé à 1 électron/pixel
2. le gain, que nous avons fixé à 1 électron par *ADU*
3. le niveau de saturation en *ADU*, que nous avons fixé à 600000, ce qui correspond à la valeur de 60000 *ADU* pour une pose individuelle (convertisseur 16 bit)
4. la largeur à mi-hauteur approximative (*FWHM* : *Full Width at Half Maximum*) de la *PSF*, fixée à 4 pixels
5. la valeur minimale à considérer, que nous avons fixée à la valeur du ciel moins 5 sigmas
6. un seuil de détection, que nous avons fixé à 5 sigmas au début

¹Deux gaussiennes de même centre et de largeurs différentes permettent une représentation suffisamment réaliste du profil de seeing dans la majorité des cas.

DAOFIND convolue l'image par une gaussienne de largeur à mi-hauteur *FWHM* afin de mettre en évidence les objets stellaires et les détecter par recherche de pics de luminosité de largeur correcte. Ainsi, *DAOFIND* ne détecte pas (en principe) les galaxies et autres objets non-stellaires.

Après une première utilisation de *DAOFIND*, nous avons effectué une analyse photométrique complète avec *DAOPHOT* (photométrie d'ouverture, détermination de la *PSF*, photométrie par ajustement de cette *PSF*), le résultat nous intéressant étant la carte des résidus après soustraction des *PSF*. Il nous a fallu alors réutiliser *DAOFIND* sur cette image des résidus pour y repérer d'éventuelles étoiles non détectées lors du premier essai pour cause de blend, avec un seuil de détection plus élevé (nous avons utilisé un seuil de 35 sigmas, des valeurs inférieures donnant lieu à la détection de beaucoup d'objets faibles fictifs). Nous avons constaté qu'un troisième cycle avec un seuil encore plus élevé n'apportait pas de nouvelle détection d'objets réels.

Cette façon de procéder nous a permis d'obtenir, pour chaque paire d'étoiles de différentes magnitudes, les limites radiales des 3 zones définies ci-dessus, à savoir la zone où les 2 étoiles sont détectées comme une seule, la zone où la détection donne un résultat erroné et où la photométrie est compromise, et la zone où les étoiles sont détectées correctement.

Cela étant fait, nous avons besoin également de connaître le nombre d'étoiles pour chaque tranche de demi-magnitude dans notre champ pour pouvoir analyser l'influence de l'encombrement. Nous avons donc abandonné notre calcul des populations stellaires dans le disque galactique basé sur le voisinage solaire pour utiliser le résultat des simulations de champs galactiques de Besançon [2.88]. Ceux-ci sont disponibles sur internet². Le seul paramètre à rentrer pour obtenir les populations stellaires du champ en fonction de la magnitude, hormis le filtre et les coordonnées du champ, est la valeur de l'extinction en bande V. Nous avons utilisé une valeur standard de 0.7 mag/kpc, comme dans notre analyse précédente.

Connaissant le nombre d'étoiles pour chaque tranche de demi-magnitude et l'aire de chacune des zones définies ci-dessus pour chaque blend avec une autre étoile de magnitude donnée, il est possible de calculer la probabilité $P_{(A+0B,X)}$ qu'une étoile de magnitude A soit blendée en zone X avec 0 étoile de magnitude B , la probabilité $P_{(A+1B,X)}$ qu'elle soit blendée avec 1 étoile, la probabilité $P_{(A+2B,X)}$ qu'elle soit blendée avec 2 étoiles, etc. En effet, en supposant une statistique poissonnienne, on a :

$$P_{(A+nB,X)} = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (7.2)$$

²<http://www.obs-besancon.fr/modele>

où μ est donné par le rapport de l'aire de la zone X sur l'aire totale du champ, multiplié par le nombre total d'étoiles de magnitude B dans le champ. Nous avons en fait découpé chaque zone en sous-zones de plus petite extension, afin d'améliorer l'échantillonnage. Notre programme peut donc tenir compte de chaque cas particulier de blend en lui attribuant un poids statistique et en calculant le rayon planétaire minimal de détection dans chaque cas, il lui suffit de calculer ce que devient le signal-sur-bruit pour chacun de ces cas.

Calcul du SN - effet de la scintillation

Comme nous avons considéré dans cette analyse deux effets supplémentaires, la scintillation et les blends, nous n'avons plus utilisé de SN calculé à l'avance, mais nous avons plutôt inclus le calcul du SN dans le programme lui-même, afin qu'il soit estimé dans chaque cas particulier. Nous devons distinguer 3 cas, à savoir en l'absence de blend, avec blend et photométrie d'ouverture, avec blend et ajustement de PSF .

a. Signal-sur-bruit en l'absence de blend Dans ce cas, le signal-sur-bruit par pose a été calculé par la formule suivante :

$$SN = \frac{N_e}{\sqrt{N_e(1 + F_p^2) + N_e^2(\sigma_*^2 + \sigma_s^2) + n_{pix}[\sigma_l^2 + t_{exp}(\sigma_{ci}^2 + \sigma_{cn}^2)]}} \quad (7.3)$$

Détaillons chacun des termes intervenant dans cette équation et les valeurs utilisées pour les projets considérés :

- N_e est le nombre de photoélectrons détectés pour une pose et dus au flux de l'étoile. Ce nombre dépend du filtre, de la magnitude et du type spectral de l'étoile, des caractéristiques du détecteur, de la taille du masque (si on pratique de la photométrie d'ouverture), de la masse d'air et de la transparence du ciel pour les projets au sol.

Pour *KEPLER*, le site web de la mission nous apprend que N_e est estimé à 216667 électrons par seconde pour une étoile G2V de magnitude 12³. Nous basant sur le fait que la majorité des étoiles susceptibles de donner lieu à la détection de planètes par *CoRoT* et *KEPLER* sont de type solaire, nous avons exclu toute dépendance de N_e en fonction du type spectral, ce qui nous permet pour *KEPLER* d'obtenir la formule suivante :

$$N_e = 216667 \cdot 10^{[0.4(12-V)]} F_{mask} \text{ él./s} \quad (7.4)$$

où F_{mask} est la fraction du flux stellaire dans le masque. Nous l'avons fixée pour *KEPLER* à 0.95 [D. Koch, 2004, communication privée].

³<http://kepler.nasa.gov/sci/basis/diffphot.html>

Pour *CoRoT*, nous avons supposé les mêmes performances du détecteur comparé à celui de *KEPLER*, et nous avons simplement tenu compte de la différence de taille du télescope pour obtenir :

$$N_e = 17501 \cdot 10^{[0.4(12-V)]} F_{mask} \text{ él./s} \quad (7.5)$$

Nous savons que pour *CoRoT*, le nombre de pixels par masque varie en fonction de la magnitude de l'étoile, cette stratégie visant à optimiser le *SN* en diminuant l'influence des blends. Connaissant la taille du pixel de *CoRoT* et le nombre de pixels par masque pour chaque magnitude [2.89], notre programme calcule la portion de flux dans le masque, en supposant que le masque est circulaire et que la *PSF* est une gaussienne de 10.9 secondes d'arc de largeur à mi-hauteur. Il nous faut préciser que ces deux hypothèses sont incorrectes, des masques asymétriques de plus de 200 types étant prévus pour *CoRoT* et la *PSF* de *CoRoT* étant elle-même hautement asymétrique. Etant donnés les nombres importants d'étoiles observées et la distribution aléatoire des étoiles les unes par rapport aux autres, notre symétrisation de la *PSF* et des masques ne devrait pas influencer fortement les résultats. Par contre, le design des masques étant justement destiné à abaisser l'influence de l'encombrement, nos résultats pour l'influence des blends pour *CoRoT* doivent être considérés comme une limite supérieure.

Pour ce qui est des projets au sol, nous n'avons considéré, comme signalé plus haut, que l'instrument nous donnant les meilleurs résultats lors de notre première analyse, *VISTA-vis*. Nous avons utilisé le *ETC* de l'instrument *FORS2* du *VLT*, lui aussi à Paranal, pour obtenir N_e pour une étoile de type G2V, de magnitude 12 en bande *I*, en fixant le seeing à 0.7 secondes d'arc, la masse d'air à 1.6 et en supposant une observation à 7 jours de la nouvelle lune. Nous n'avons considéré que le filtre *I*, le plus performant d'après notre première analyse. Après avoir corrigé de la taille différente du télescope, nous obtenons :

$$N_e = 411000 \cdot 10^{[0.4(12-I)]} F_{mask} \text{ él./s} \quad (7.6)$$

Pour les projets au sol, nous avons fait les calculs en supposant une photométrie d'ouverture et une photométrie par ajustement de *PSF*, plus précise. F_{mask} vaut 1 dans ce dernier cas, tandis que nous avons fixé sa valeur à 0.95 pour la photométrie d'ouverture. Nous n'avons à nouveau pas considéré de dépendance de N_e en fonction du type spectral, après avoir vérifié avec le *ETC* que cette dépendance était très faible.

- F_p est le facteur de pointage, représentant le bruit engendré par les légers mouvements du télescope qui entraînent un mouvement du masque par rapport à l'étoile observée, dans le cas d'utilisation d'une photométrie d'ouverture (bruit de "gigue"). Nous basant sur [2.82] et sur [2.90], nous l'avons fixé à 0.35 pour les deux missions spatiales. C'est également la valeur que nous avons utilisée pour les projets depuis le sol pour la photométrie d'ouverture. Prendre ce bruit en compte pour le sol est certainement pessimiste, vu que dans ce cas, on dispose des images et on peut mesurer les centres pour chacune d'entre-elles, mais nous tenions à ne pas avantager les projets depuis le sol de quelque manière que ce soit.
- σ_* est l'écart-type du bruit de variabilité stellaire. Nous avons à nouveau utilisé dans cette deuxième analyse la valeur de 100 ppm, supposant ainsi que la majorité des étoiles sont plus actives que le Soleil.
- σ_s est l'écart-type du bruit de scintillation, qui ne concerne évidemment que les projets au sol. Nous nous sommes basés sur l'estimation de ce bruit donnée dans [2.91]. Nous avons amplifié cet écart-type de 20 %, tenant compte ainsi de la remarque mentionnée dans [2.92]. La formule utilisée est la suivante :

$$\sigma_s = 0.11d^{-2/3}X^{1.75}e^{-h/h_0}\frac{1}{\sqrt{2t_{exp}}} \quad (7.7)$$

où d est le diamètre du télescope en cm, X est la masse d'air (fixée à 1.6 dans nos calculs), h est l'altitude du site en m, h_0 valant 8000 m, et t_{exp} est le temps de pose en secondes.

- n_{pix} est le nombre de pixels dans le masque (photométrie d'ouverture) ou le nombre de pixels contenant 99.9 % du flux (ajustement de PSF). La valeur est donnée pour *CoRoT* dans [2.89], tandis qu'elle est calculée pour *KEPLER* et *VISTA-vis* en tenant en compte la convolution du signal, la taille des pixels et la proportion de flux stellaire utilisée. En ne fixant pas la convolution pour le sol, nous nous sommes laissé l'opportunité de tester différents niveaux de défocalisation.
- σ_l est l'écart-type du bruit de lecture. Nous basant sur [2.82] et [2.90], nous l'avons fixé à la valeur de 12 él./pixel pour *CoRoT* et *KEPLER*. Pour *VISTA-vis*, nous avons pris la valeur donnée par le *ETC* de *FORS2*, 7 él./pixel.
- σ_{ci} est l'écart-type du bruit du ciel. Pour *CoRoT*, nous avons utilisé la valeur mentionnée par [2.90], 16 él./s/pixel. Pour *KEPLER*, l'article utilisé comme référence [2.82] ne mentionne pas de valeur pour ce bruit. Etant donné que *KEPLER* sera sur une orbite beaucoup plus favorable que *CoRoT* (au point L_2 du système Terre-Soleil), nous avons supposé

- ce bruit nul pour *KEPLER*. Pour *VISTA-vis*, la valeur donnée par le *ETC* du *VLT*, pour les conditions moyennes citées ci-dessus, est de 5.5 él./s/pixel après correction pour les tailles différentes du télescope.
- σ_{cn} est l'écart-type du bruit de courant noir. Nous l'avons supposé négligeable pour les missions spatiales, et utilisé la valeur donnée par le *ETC* du *VLT* pour *VISTA-vis*, 0.07 él./s/pixel.
 - t_{exp} est le temps d'exposition en secondes. Il vaut 32 secondes pour *CoRoT* [2.89] et 3 secondes pour *KEPLER* [2.82]. Pour le sol, nous avons testé un temps de pose de 30 secondes.

b. Signal-sur-bruit avec blend et photométrie d'ouverture Ici, il convient de tenir compte des deux effets discutés plus haut, à savoir l'augmentation du bruit et la dilution du signal. La formule du signal-sur-bruit devient alors :

$$\begin{aligned}
 SN_1 &= \frac{N_e}{\sqrt{(N_e + N_b)(1 + F_p^2) + (N_e + N_b)^2(\sigma_*^2 + \sigma_s^2) + n_{pix}[\sigma_l^2 + t_{exp}(\sigma_{ci}^2 + \sigma_{cn}^2)]}} \\
 SN &= SN_1 \frac{N_e}{N_e + N_b}
 \end{aligned} \tag{7.8}$$

N_b est le nombre de photoélectrons présents dans le masque et dû aux étoiles contaminatrices. La première opération contient l'augmentation du bruit, tandis que la deuxième représente la dilution du signal. Le SN au sens propre de la mesure photométrique est donné uniquement par la ligne supérieure (SN_1), tandis que la valeur finale donnée par l'équation (7.8) est le SN corrigé du fait que le signal recherché sera plus faible. Si l'on reprend le critère de détection d'un transit planétaire utilisé dans la première analyse :

$$SN \geq \frac{\beta}{\sqrt{k}} \left(\frac{R_*}{R_p} \right)^2 \tag{7.9}$$

avec β le seuil de détection et k le nombre de transits observés, c'est bien ce SN corrigé par la dilution du signal qui y intervient. Nous aurions tout aussi bien pu calculer le SN au sens propre et multiplier le terme de droite de l'équation (7.9) par $(N_e + N_b)/N_e$.

c. Signal-sur-bruit avec blend et ajustement de PSF Si l'on utilise une méthode de réduction photométrique par ajustement de PSF , la formule (7.8) reste valable pour la zone 1, c'est-à-dire dans le cas où plusieurs étoiles sont détectées comme un seul point-source. Sinon, pour la zone 3, il n'y aura

plus dilution du signal, et la formule de calcul du SN sera :

$$SN = \frac{N_e}{\sqrt{(N_e + N'_b)(1 + F_p^2) + (N_e + N'_b)^2(\sigma_*^2 + \sigma_s^2) + n_{pix}[\sigma_l^2 + t_{exp}(\sigma_{ci}^2 + \sigma_{cn}^2)]}} \quad (7.10)$$

où N'_b est calculé en tenant compte du fait que chaque pixel sera doté d'un poids statistique différent en fonction de sa position par rapport au centre de la PSF de l'étoile analysée, ce qui signifie qu'un photon d'une étoile contaminante n'aura pas la même influence sur le résultat de l'ajustement s'il tombe au centre de la PSF ou au bord d'une aile. Pour s'en convaincre, considérons une PSF représentée par la fonction $s(\mathbf{x})$. On va l'ajuster en minimisant une fonction de mérite, généralement un χ^2 . Celui-ci est donné par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (as_{ij} - d_i)^2 \quad (7.11)$$

où N est le nombre de pixels de l'image, σ_i est l'écart-type dans le pixel i , a est l'intensité de l'étoile analysée, s_{ij} est la valeur dans le pixel i de la PSF centrée au point j (centre de l'étoile), et d_i est la valeur observée du flux dans le pixel i . Obtenir l'intensité correcte revient ici à annuler la dérivée de la fonction de mérite par rapport à a . On a donc :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a} = 2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (as_{ij} - d_i)s_{ij} = 0 \quad (7.12)$$

$$\sum_{i=1}^N a \frac{s_{ij}s_{ij}}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^N \frac{d_i s_{ij}}{\sigma_i^2} \quad (7.13)$$

$$a = \frac{1}{\alpha} \sum_{i=1}^N \frac{d_i s_{ij}}{\sigma_i^2} \quad (7.14)$$

avec

$$\alpha = \sum_{i=1}^N \frac{s_{ij}s_{ij}}{\sigma_i^2} \quad (7.15)$$

Pour obtenir le poids statistique à attribuer à un pixel k , il suffit de dériver l'intensité a après ajustement par le flux dans ce pixel, d_k . On obtient :

$$\frac{\partial a}{\partial d_k} = \frac{1}{\alpha} \frac{s_{kj}}{\sigma_k^2} \quad (7.16)$$

On voit donc que le poids statistique de chaque pixel est donné par la valeur de la *PSF* en ce point multipliée par un facteur de normalisation. En simplifiant et en considérant que chaque pixel possède un écart-type identique, on obtient finalement comme valeur du poids statistique pour le pixel k , ω_k :

$$\omega_k = \frac{s_{kj}}{\sum_{i=1}^N s_{ij}^2} \quad (7.17)$$

Cette simplification sera d'autant plus valable que le bruit est dominé par le bruit de ciel, de lecture et de courant noir, donc pour les étoiles faibles. Etant donné que ce sont en grande majorité les étoiles faibles qui contaminent les *PSF* des étoiles observées dans un champ et que l'effet des blends sera d'autant plus important que l'étoile observée est faible, nous avons implémenté la formule (7.17) dans notre programme. Nos résultats pour l'ajustement de *PSF* doivent donc être considérés comme optimistes pour les étoiles fortes où l'approximation utilisée n'est plus valable. Dans le cas d'une étoile forte et dans l'hypothèse d'un bruit poissonien, la formule (7.16) deviendrait :

$$\omega_k \approx \frac{1}{\alpha} \frac{s_{kj}}{s_{kj}} = \frac{1}{\alpha} \quad (7.18)$$

soit une constante, équivalant à de la photométrie d'ouverture. En pratique néanmoins, ce sont les intensités de toutes les étoiles qui sont ajustées en même temps, et la photométrie d'une étoile forte dont les ailes de la *PSF* seraient contaminées par celles d'étoiles faibles devrait être meilleure par ajustement de *PSF* que par photométrie d'ouverture. Nous n'avons pas développé plus avant cet aspect, et l'estimation donnée dans nos résultats de l'apport d'une méthode de réduction par ajustement de *PSF* doit être vue comme une première exploration théorique du problème, et doit donc être interprétée avec prudence.

Types de planètes considérés

Rappelons que dans notre première analyse, nous n'avons considéré que 6 types de planètes.

- Les *VHJ* : les Very Hot Jupiters, soit des planètes géantes de période comprise entre 1 et 3 jours.
- Les *HJ* : les Hot Jupiters, géantes de période comprise entre 3 et 9 jours.
- Les *GIZ* : géantes en orbite dans la zone intermédiaire, comprise entre la zone habitable et la zone des *HJ*.
- Les *GHZ* : géantes en orbite dans la zone habitable.

- Les *TIJZ* : planètes telluriques en orbite dans la zone intermédiaire.
- Les *THZ* : planètes telluriques en orbite dans la zone habitable, soit des analogues de notre Terre.

Des études théoriques prévoient l’existence possible de “grosses planètes telluriques”, c’est-à-dire de planètes composées de roches et éventuellement de glaces disposant d’un rayon 2 à 3 fois plus grand que celui de la Terre [2.93][2.94]. Ce type de planètes serait le résultat de l’agrégation de nombreux planétésimaux dans la partie externe du disque protoplanétaire, donnant lieu à la naissance d’un objet de masse inférieure à $\approx 10 - 30M_{\oplus}$, masse jugée nécessaire pour accréter le gaz environnant [2.95], suivie de, ou concomitante à, une phase de migration vers l’intérieur du disque. De plus, pour les planètes gazeuses dont la migration se termine dans une zone suffisamment proche de l’étoile centrale, les processus de photoévaporation pourraient être suffisamment intenses que pour faire perdre aux moins massives leur enveloppe gazeuse sur des ordres de temps assez courts comparés à la durée de vie de l’étoile [2.96][2.97]. Ce dernier point expliquerait le fait que les exoplanètes détectées par transit à ce jour sont en moyenne d’autant plus massives que leur période est courte [2.98] : seules les *VHJ* les plus massives garderaient leur enveloppe gazeuse, tandis que la photoévaporation serait moins sévère dans les régions plus lointaines de l’étoile et permettrait à des planètes moins massives de survivre.

Pour ces raisons, nous avons ajouté 4 nouvelles classes de planètes aux 6 déjà considérées dans notre première analyse. Ces 4 classes sont :

1. Les planètes telluriques massives de période comprise entre 1 et 3 jours (*BTVHJZ* : *Big Tellurics in the Very Hot Jupiters Zone*) : pour les rayons de ces objets, nous avons à nouveau utilisé une distribution de probabilité représentée par une sigmoïde. Celle-ci est présentée dans la Figure 7.2 et a également été attribuée aux 3 autres types de telluriques massives. Nous avons supposé que ces objets sont 5 fois plus fréquents dans la zone des Very Hot Jupiters (*VHJZ*) que les gazeuses géantes.
2. Les planètes telluriques massives de période comprise entre 3 et 9 jours (*BTHJZ* : *Big Tellurics in the Hot Jupiters Zone*) : nous avons supposé que ces objets sont 2 fois plus fréquents dans la zone des Hot Jupiters (*HJZ*) que les gazeuses géantes.
3. Les planètes telluriques massives dans la zone intermédiaire (*BTIJZ* : *Big Tellurics in the Intermediate Zone*) : nous avons supposé que ces objets sont 2 fois plus fréquents dans la *IJZ* que les gazeuses géantes.
4. Les planètes telluriques massives dans la zone habitable (*BTHZ* : *Big Tellurics in the Habitable Zone*) : nous avons supposé que ces objets sont 2 fois plus fréquents dans la *HZ* que les gazeuses géantes.

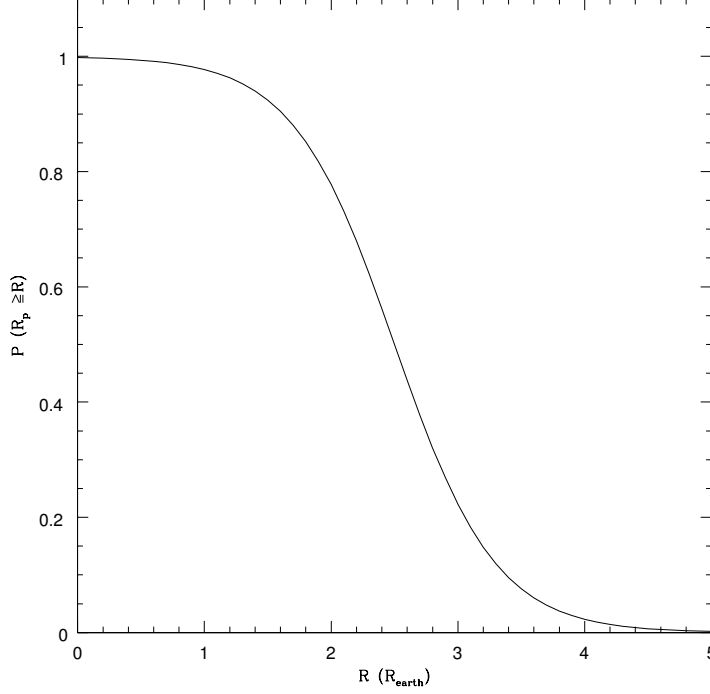


FIG. 7.2 – Distribution de probabilité pour les rayons des telluriques massives. L’ordonnée représente la probabilité pour qu’une tellurique massive prise au hasard ait un rayon supérieur ou égal à la valeur donnée en rayons terrestres en abscisse.

Nos hypothèses concernant ces telluriques massives supposent donc que ces objets sont assez fréquents et présentent des rayons relativement élevés. Vu l’absence totale de connaissance sur l’existence même de ces objets, nous jugeons ce modèle comme suffisant pour notre analyse comparative.

Nous avons de plus utilisé une autre distribution de rayons pour les planètes géantes, car celle que nous avons utilisée dans notre première analyse privilégiait trop les planètes de petit rayon par rapport à ce que prévoit la théorie [Guillot, 2005, communication privée][Pont, 2005, communication privée]. La Figure 7.3 représente la distribution de probabilité pour les rayons des planètes géantes que nous avons utilisée dans cette nouvelle analyse. Nous avons centré cette distribution sur $11 R_{\oplus}$, soit environ le rayon de Jupiter.

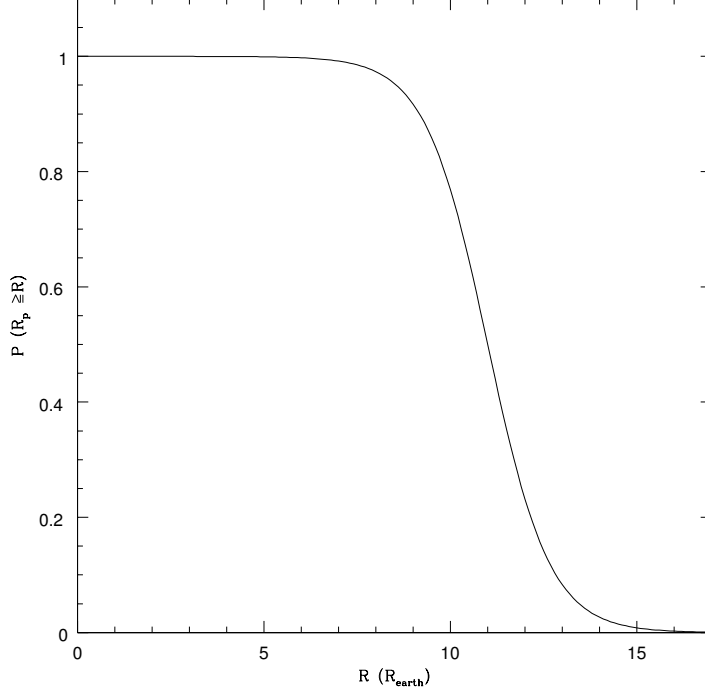


FIG. 7.3 – Distribution de probabilité pour les rayons des planètes géantes. L’ordonnée représente la probabilité pour qu’une géante gazeuse prise au hasard ait un rayon supérieur ou égal à la valeur donnée en rayons terrestres en abscisse.

Critère de détection

Dans notre première analyse, nous avons utilisé un critère de détection double, à savoir qu’une planète était considérée comme détectée si au moins 3 transits complets étaient observés et si le SN par transit (partie plate) respectait la formule suivante :

$$SN \geq \frac{\beta}{\sqrt{k}} \frac{F}{\Delta F} \quad (7.19)$$

où k est le nombre de transits observés et β un paramètre représentant la valeur statistique de la détection. Dans notre première analyse, nous avons utilisé $\beta = 7$ et 9. Il ressort des résultats du projet *OGLE* qu’aucune planète n’a été détectée sous la barre $\beta = 11$ [2.99]. Ce fait pourrait être dû à la présence de “bruit rouge” dans les données *OGLE* ayant pour cause les effets systématiques dû à la présence de l’atmosphère [2.85]. Notre formalisme

pourrait être adapté pour prendre en compte la présence d’une structure co-variante dans les courbes de lumière, mais ce domaine commence à peine à être investigué et nous disposons de très peu d’éléments à ce sujet. Nous avons donc opté pour une prise en compte plus simple des effets systématiques affectant les surveys en jouant uniquement sur la valeur β du seuil de détection. Pour le sol, nous avons considéré des surveys profonds assez similaires à *OGLE* et nous avons donc fixé β à 11, tandis que pour l’espace, nous avons considéré que les effets systématiques avaient une influence insignifiante et nous avons fixé β à 8.

Confirmabilité par *VR* (sol)

Comme mentionné plus haut, nous ne voulions pas dans cette seconde analyse privilégier les projets profonds depuis le sol en ne tenant pas compte de la confirmabilité par *VR* des planètes détectées. C’est pourquoi nous avons utilisé les limites supérieures suivantes pour les magnitudes en bande *I* dans les campagnes *VISTA* :

- $I = 16.5$ pour les planètes géantes
- $I = 15$ pour les planètes telluriques massives
- $I = 13.5$ pour les planètes telluriques

Nous nous sommes basés sur une conversation avec S. Udry pour fixer ces valeurs [S. Udry, 2005, communication privée].

Fenêtre d’observation (sol)

Afin d’éviter tout excès d’optimisme pour les projets *VISTA-vis* depuis Paranal, nous avons dégradé la fenêtre d’observation par rapport à la première analyse. Nous avons à présent, par tranche de 10 nuits d’observation, une perte de 2 nuits sélectionnées au hasard (soit une de plus que dans la première analyse), ainsi qu’une perte de 10 heures réparties de manière aléatoire dans les 8 autres nuits.

7.3.2 Résultats

Afin de mettre en évidence l’influence des blends sur le résultat final de chaque projet, nous avons fait les calculs du bilan de chaque projet avec et sans tenir compte de l’encombrement du champ.

CoRoT

Comme déjà mentionné, *CoRoT* observera 5 champs du disque galactique durant 150 jours chacun. Le premier sera *grosso modo* dans la direction du

Type de planète	N_{sb}	N_b	Perte (%)
<i>VHJ</i>	7.6	7.2	5.3
<i>HJ</i>	21.3	19.4	8.9
<i>GIZ</i>	5.1	4.5	11.8
<i>GHZ</i>	0.0	0.0	-
Géantes	34.1	31.2	8.5
<i>TIZ</i>	0.0	0.0	-
<i>THZ</i>	0.0	0.0	-
Telluriques	0.0	0.0	-
<i>BTVHJZ</i>	3.1	2.6	17.5
<i>BTHJZ</i>	2.1	1.8	15.4
<i>BTIZ</i>	0.4	0.3	14.2
<i>BTHZ</i>	0.0	0.0	-
Tel. massives	5.6	4.7	16.5
TOTAL	39.7	35.8	9.7

TAB. 7.1 – Résultats obtenus pour *CoRoT*. N_{sb} est la prévision du nombre de planètes détectées si l'on ne tient pas compte des blends, N_b si l'on en tient compte. La dernière colonne mentionne la proportion de planètes perdues à cause des blends.

centre galactique, le deuxième dans celle de l'anticentre, et ainsi de suite. Nous avons effectué nos calculs en nous basant sur les populations stellaires de modèles de Besançon calculées pour les deux premiers champs que *CoRoT* observera. Le Tableau 7.1 présente nos résultats.

On remarque à la lecture de ces résultats une influence plus grande de l'encombrement du champ sur le nombre de planètes détectées pour les telluriques massives que pour les géantes gazeuses.

Rappelons que la panoplie de masques utilisés pour la photométrie d'ouverture de *CoRoT* a été mise au point et optimisée pour décroître l'influence des blends. Notre valeur pour les pertes dues au blends (9.7 %) doit donc être jugée comme pessimiste. Mentionnons que Bordé et al. [2.89] cite une perte de ≈ 10 %, en assez bon accord avec notre résultat.

Nos résultats montre que *CoRoT* possède bel et bien le potentiel pour détecter des planètes telluriques massives, si ce type d'objet est fréquent dans notre galaxie. Une telle découverte serait une avancée majeure dans le domaine de l'étude des systèmes exoplanétaires. *CoRoT* est donc une mission pionnière d'une importance indéniable.

Type de planète	N_{sb}	N_b	Perte (%)
<i>VHJ</i>	4.0	4.0	0.0
<i>HJ</i>	11.4	11.4	0.0
<i>GIZ</i>	5.1	5.1	0.0
<i>GHZ</i>	0.8	0.8	0.0
Géantes	21.4	21.4	0.0
<i>TIZ</i>	67.6	63.1	7.7
<i>THZ</i>	7.3	6.7	8.9
Telluriques	74.9	69.7	6.9
<i>BTVHJZ</i>	20.1	20.0	0.2
<i>BTHJZ</i>	22.6	22.5	0.3
<i>BTIZ</i>	10.1	10.0	0.7
<i>BTHZ</i>	1.6	1.6	1.3
Tel. massives	54.4	54.2	0.4
TOTAL	150.7	145.3	3.6

TAB. 7.2 – Résultats obtenus pour *KEPLER*.

KEPLER

Le Tableau 7.2 présente les résultats obtenus pour *KEPLER*. On peut y constater que l’influence des blends est négligeable dans le cas des planètes gazeuses, reste pratiquement négligeable pour les telluriques massives, mais devient relativement importante pour les planètes de type terrestre. La tendance déjà remarquée pour *CoRoT* selon laquelle l’amplitude de cet effet croît pour des planètes plus petites se retrouve donc ici.

Le bilan total montre néanmoins une influence des blends plus faible pour *KEPLER* que pour *CoRoT*. Il s’explique par le fait que *KEPLER* va observer un champ ~ 15 fois moins dense que celui de *CoRoT*. Sachant que les *PSF* des 2 missions ont approximativement la même extension radiale, il est compréhensible alors que l’influence des blends sera beaucoup plus faible pour *KEPLER* que pour *CoRoT*. Signalons d’ailleurs que la majorité des pertes due aux blends pour *CoRoT* proviennent du champ dirigé vers le centre galactique (15.4 *vs* 6.6 %), tout comme la majorité des détections.

KEPLER au sol

Pour mettre en évidence l’intérêt d’aller dans l’espace pour la recherche de planètes par transit, nous avons effectué une simulation où nous avons considéré *KEPLER* observant depuis Paranal et utilisant exactement la même stratégie que depuis l’espace, si ce n’est que nous avons supposé que

Type de planète	N_{sb}	N_b	Perte (%)
<i>VHJ</i>	4.0	4.0	0.1
<i>HJ</i>	11.4	11.3	0.1
<i>GIZ</i>	2.2	2.2	0.2
<i>GHZ</i>	-	-	-
Géantes	17.6	17.5	0.1
<i>TIZ</i>	0.9	0.7	17.2
<i>THZ</i>	-	-	-
Telluriques	0.9	0.8	17.3
<i>BTVHJZ</i>	19.3	19.0	1.6
<i>BTHJZ</i>	21.4	20.9	2.5
<i>BTIZ</i>	3.9	3.8	4.1
<i>BTHZ</i>	-	-	-
Tel. massives	44.7	43.6	2.3
TOTAL	63.1	61.9	1.9

TAB. 7.3 – Résultats obtenus pour *KEPLER* observant depuis Paranal.

le télescope observait 4 mois par an le même champ, avec la même fenêtre d’observation dégradée par la météo que pour nos calculs pour *VISTA-vis*. Nous n’avons fait les calculs qu’en considérant une photométrie d’ouverture. Nous avons estimé le bruit de ciel à 20.8 él./pixel/s. Le seuil de détection β est ici de 11. Nous avons obtenu les résultats présentés dans le Tableau 8.3

Si l’on ne considère pas l’effet des blends, on remarque à l’examen de ces résultats (Tableau 7.3, colonne 2) que le rendement en planètes géantes n’est pas fortement diminué par le fait d’observer depuis le sol. La perte est plus grande pour les telluriques massives, mais reste mesurée. Par contre, le fait d’observer depuis le sol rend la détection de planètes de type terrestre bien plus difficile. Bien que la fenêtre d’observation soit nettement moins favorable, ce n’est pas elle qui est responsable de ce résultat, pas plus que le bruit de fond de ciel. C’est le bruit de scintillation qui est la cause de cette perte quasi totale des détections de planètes telluriques, comme nous le montre le Tableau 7.4, qui nous donne la valeur du SN par exposition pour différentes magnitudes, avec et sans prise en compte de l’effet de la scintillation. On peut y voir que le bruit de scintillation entraîne une saturation du SN pour des magnitudes plus faibles. Son effet sera donc d’autant plus marqué que les étoiles sont brillantes. A la lumière de l’équation 7.7, il est compréhensible que la scintillation ait un tel effet sur *KEPLER*, car il s’agit d’observation d’étoiles brillantes avec un petit télescope et avec des temps de pose très courts.

m_V	SN_s	SN_{ns}
13.75	201.8	287.8
13.25	227.0	379.8
12.75	245.5	493.6
12.25	258.5	634.4
11.75	267.2	809.0
11.25	272.9	1025.7
10.75	276.5	1294.7
10.25	278.9	1627.8
9.75	280.4	2038.2

TAB. 7.4 – Rapports signal–sur–bruit par exposition pour *KEPLER* observant depuis Paranal, avec (SN_s) et sans (SN_{ns}) tenir compte du bruit de scintillation.

Nos résultats prévoient la détection d’un grand nombre de planètes telluriques massives en utilisant *KEPLER* depuis le sol, le taux de perte étant de moins de 20 % par rapport à l’espace. Il nous faut cependant rappeler un élément important : tous nos calculs supposent un bruit “blanc”, c’est-à-dire une absence totale d’effets systématiques. L’atmosphère terrestre est un milieu instable et ses variations incessantes ont bien sûr une influence sur la photométrie d’une étoile donnée. De par cet effet, la photométrie absolue depuis le sol atteint des précisions bien plus mauvaises que celles prévues par des calculs se basant sur l’hypothèse d’un bruit blanc. L’utilisation de la photométrie relative permet d’améliorer ces précisions en corrigeant une partie des effets systématiques. L’importance de cette correction va dépendre des étoiles de référence (nombre, magnitude, couleur, importance des blends, etc) et aussi de la méthode de réduction photométrique utilisée. Dans le cas où on dispose d’un grand nombre d’étoiles de référence assez proches de l’étoile analysée, disposant d’un large panel de magnitudes et de couleurs, il est possible de s’approcher très fort de la précision “bruit blanc”, à condition de disposer d’une méthode de réduction efficace (voir chapitre 9 de cette thèse pour des exemples réels). Dans le cas de *KEPLER* au sol, il est loin d’être sûr que ce soit le cas, car il s’agit d’observer un champ peu dense (hors du disque) et peu profond, où le nombre d’étoiles de référence proches serait assez bas. Bien sûr, le nombre d’étoiles dans le champ sera gigantesque, mais plus les étoiles de référence utilisées en photométrie relative sont éloignées radialement de l’étoile analysée, plus les conditions des couches atmosphériques traversées par leurs photons diffèrent de celle de l’étoile-cible, et donc plus la correction des effets systématiques est mauvaise. Seuls des tests (observation + réduction) dans les conditions réelles permettraient de connaître l’impact

Type de planète	N_{sb}	N_b	Perte (%)
<i>VHJ</i>	4.1 (4.1)	4.1 (4.1)	0.2 (0.2)
<i>HJ</i>	11.8 (11.8)	11.7 (11.7)	0.2 (0.2)
<i>GIZ</i>	1.6 (1.6)	1.6 (1.6)	0.2 (0.2)
<i>GHZ</i>	-	-	-
Géantes	17.5 (17.5)	17.5 (17.5)	0.2 (0.2)
<i>TIZ</i>	-	-	-
<i>THZ</i>	-	-	-
Telluriques	-	-	-
<i>BTVHJZ</i>	-	-	-
<i>BTHJZ</i>	-	-	-
<i>BTIZ</i>	-	-	-
<i>BTHZ</i>	-	-	-
Tel. massives	-	-	-
TOTAL	17.5 (17.5)	17.5 (17.5)	0.2 (0.2)

TAB. 7.5 – Résultats obtenus pour une campagne de 4 ans avec *VISTA-vis*, avec 4 mois d’observation par an, un temps de pose de 30 secondes dans le filtre *I* et sans défocalisation. La première valeur suppose une photométrie d’ouverture, tandis que la valeur entre parenthèses suppose une photométrie par ajustement de *PSF*.

des effets systématiques dans ce cas, ainsi que le potentiel d’un tel projet à détecter des planètes telluriques massives.

VISTA-vis : stratégie 1

Avec *VISTA-vis*, nous avons d’abord considéré un projet sans défocalisation. Nous avons pris 30 secondes comme temps de pose, le filtre *I*, et gardé 30 secondes comme temps de lecture. Nous avons considéré un seeing moyen de 0.7 secondes d’arc, avec une *PSF* représentée par une double gaussienne. Pour le calcul du bruit de scintillation, nous avons introduit 1.6 comme valeur typique pour la masse d’air, et 2635 m comme altitude du site (Paranal). Nous avons choisi un champ typique du disque galactique, centré sur un des champs observés par *OGLE-III-2*, dans la direction de la Carène, avec $b = 289.8^\circ$ et $l = -1.72^\circ$. La magnitude minimale est de 15 (saturation), la magnitude maximale étant donnée par la confirmabilité en *VR*. Le Tableau 7.5 reprend nos résultats.

On peut constater que la prise en compte de la confirmabilité des détections par *VR* rend les campagnes d’observation profondes telles que celle-

ci beaucoup moins intéressants en terme de rendement que notre première analyse aurait pu le laisser croire. Ce projet fictif très ambitieux en termes de temps de télescope et d'instrument n'arrive à détecter que des planètes géantes en orbite rapprochée, essentiellement des HJ et des VHJ , et en détecte moins que *CoRoT* ou *KEPLER*. Nous constatons également que l'influence des blends est négligeable pour ce projet fictif. Cela peut se comprendre par le fait que les planètes détectées donnent lieu chacune à un très grand nombre de transits observés, ce qui fait que même si le SN par transit décroît à cause de l'encombrement, le SN intégré sur l'ensemble de la campagne restera supérieur à la limite de détectabilité. L'influence de la méthode de réduction photométrique utilisée semble lui aussi négligeable. Il faut néanmoins garder à l'esprit que la qualité de la correction des effets systématiques dépend directement de la méthode utilisée, ce qui n'est pas pris en compte dans nos simulations.

VISTA-vis : stratégie 2

Nous avons ensuite supposé une défocalisation à 2 secondes d'arc, tout en gardant un temps de pose de 30 secondes dans le filtre I . Nous avons supposé qu'en cas de défocalisation, la PSF était une gaussienne. Cette approximation est grossière, la PSF prenant plutôt la forme d'un tore en cas de défocalisation, mais les résultats ne devraient pas être très sensibles à la forme exacte de la PSF . La magnitude minimale passe de 15 à 13 (saturation). Nous avons obtenu les résultats présentés dans la Table 7.6.

En ce qui concerne les planètes géantes, le bilan augmente légèrement et atteint un chiffre comparable à celui de *KEPLER*, tout en restant inférieur à celui de *CoRoT*. L'influence des blends sur le nombre de géantes gazeuses détectées est tout à fait négligeable.

Le point le plus important ici est le nombre de planètes telluriques massives à la portée d'un tel projet. Avec ~ 9 planètes, ce projet montre un potentiel très intéressant, ce nombre étant supérieur à celui obtenu pour *CoRoT* (~ 5). Cette campagne d'observation étant assez profonde et observant un champ du disque galactique, le problème des effets systématiques n'aurait pas ici la même amplitude que dans le cas de la simulation 3 (*KEPLER* au sol), car la densité des étoiles de référence serait bien supérieure.

VISTA-vis : stratégie 3

Nous avons également testé une défocalisation à 4 secondes d'arc, toujours avec un temps de pose de 30 secondes dans le filtre I . Nous avons gardé une PSF gaussienne. La magnitude minimale passe alors à 11.5 (saturation).

Type de planète	N_{sb}	N_b	Perte (%)
<i>VHJ</i>	5.2 (5.2)	5.1 (5.2)	0.2 (0.0)
<i>HJ</i>	14.7 (14.7)	14.6 (14.7)	0.3 (0.0)
<i>GIZ</i>	2.0 (2.0)	2.0 (2.0)	0.3 (0.0)
<i>GHZ</i>	-	-	-
Géantes	21.9 (21.9)	21.8 (21.8)	0.3 (0.0)
<i>TIJZ</i>	-	-	-
<i>THZ</i>	-	-	-
Telluriques	-	-	-
<i>BTVHJZ</i>	4.4 (4.5)	4.3 (4.4)	2.1 (0.6)
<i>BTHJZ</i>	4.4 (4.5)	4.2 (4.4)	3.6 (1.2)
<i>BTIJZ</i>	0.6 (0.6)	0.5 (0.6)	3.8 (1.3)
<i>BTHZ</i>	-	-	-
Tel. massives	9.3 (9.5)	9.0 (9.4)	2.9 (0.9)
TOTAL	31.2 (31.4)	30.8 (31.3)	1.1 (0.3)

TAB. 7.6 – Résultats obtenus pour une campagne de 4 ans avec *VISTA-vis*, avec 4 mois d’observation par an, un temps de pose de 30 secondes dans le filtre *I* et une défocalisation à 2 secondes d’arc. La première valeur suppose une photométrie d’ouverture, tandis que la valeur entre parenthèses suppose une photométrie par ajustement de *PSF*.

Type de planète	N_{sb}	N_b	Perte (%)
<i>VHJ</i>	5.2 (5.2)	5.1 (5.2)	1.4 (0.7)
<i>HJ</i>	14.8 (14.8)	14.5 (14.8)	1.8 (1.0)
<i>GIZ</i>	2.0 (2.0)	2.0 (2.0)	1.9 (1.0)
<i>GHZ</i>	-	-	-
Géantes	22.0 (22.0)	21.7 (22.0)	1.7 (0.1)
<i>TIZ</i>	-	-	-
<i>THZ</i>	-	-	-
Telluriques	-	-	-
<i>BTVHJZ</i>	4.8 (4.8)	4.4 (4.7)	8.4 (5.0)
<i>BTHJZ</i>	4.8 (4.9)	4.1 (4.7)	13.0 (8.1)
<i>BTIZ</i>	0.6 (0.6)	0.5 (0.6)	13.8 (8.6)
<i>BTHZ</i>	-	-	-
Tel. massives	10.1 (10.3)	9.0 (10.0)	10.9 (3.0)
TOTAL	32.2 (32.4)	30.7 (32.1)	4.6 (1.0)

TAB. 7.7 – Résultats obtenus pour une campagne de 4 ans avec *VISTA-vis*, avec 4 mois d’observation par an, un temps de pose de 30 secondes dans le filtre *I* et une défocalisation à 4 secondes d’arc. La première valeur suppose une photométrie d’ouverture, tandis que la valeur entre parenthèses suppose une photométrie par ajustement de *PSF*.

Nous avons obtenu les résultats présentés dans la Table 7.7.

Par rapport à la stratégie 2, celle-ci conduit à une augmentation insignifiante du nombre de planètes détectées. Cela est dû au fait que l’augmentation des détections dues à l’observation d’étoiles de magnitude plus faible est compensée par les pertes dues au blends. La stratégie 2 est à préférer car les effets systématiques y seront mieux corrigés (densité d’étoiles de référence) et la prise en compte du ciel y sera meilleure (convolution plus faible), permettant de s’approcher plus de la précision maximale supposée dans nos simulations.

VISTA-vis au Dome C

Le site du Dome C en Antartique présente un grand intérêt astronomique, et particulièrement dans le cas qui nous intéresse, pour la recherche d’exoplanètes par la méthode des transits photométriques. Il possède tout d’abord des conditions atmosphériques d’observation excellentes et très stables [2.53], et dispose d’une nuit continue hivernale de 3 mois. En supposant une fenêtre d’observation de 4 mois centrée sur le milieu de cette nuit, nous avons voulu connaître la manière dont évoluerait la campagne *VISTA-vis* (stratégie 2)

Type de planète	N_{sb}	N_b	Perte (%)
<i>VHJ</i>	5.2 (5.2)	5.2 (5.2)	0.1 (0.0)
<i>HJ</i>	14.7 (14.7)	14.7 (14.7)	0.1 (0.0)
<i>GIZ</i>	5.4 (5.4)	5.4 (5.4)	0.2 (0.0)
<i>GHZ</i>	0.2 (0.2)	0.2 (0.2)	0.1 (0.0)
Géantes	25.5 (25.5)	25.5 (25.5)	0.1 (0.0)
<i>TIZ</i>	0.1 (0.1)	0.1 (0.1)	5.9 (2.4)
<i>THZ</i>	-	-	-
Telluriques	0.1 (0.1)	0.1 (0.1)	5.8 (2.4)
<i>BTVHJZ</i>	4.9 (4.9)	4.8 (4.9)	0.8 (0.2)
<i>BTHJZ</i>	5.3 (5.4)	5.3 (5.4)	1.1 (0.3)
<i>BTIZ</i>	1.7 (1.7)	1.7 (1.7)	2.4 (0.8)
<i>BTHZ</i>	-	-	-
Tel. massives	12.0 (12.0)	11.8 (12.0)	1.2 (0.3)
TOTAL	37.6 (37.6)	37.4 (37.6)	0.5 (0.1)

TAB. 7.8 – Résultats obtenus pour une campagne de 4 ans avec *VISTA-vis* depuis le Dome C, avec 4 mois d’observation par an, un temps de pose de 30 secondes dans le filtre *I* et une défocalisation à 2 secondes d’arc. La première valeur suppose une photométrie d’ouverture, tandis que la valeur entre parenthèses suppose une photométrie par ajustement de *PSF*.

s’il bénéficiait d’une couverture temporelle aussi favorable. Nous n’avons pas introduit de perte météo pour cette simulation. Il peut bien sûr paraître hautement irréaliste d’implanter un télescope de 4 m sur un site aussi peu accessible et aux conditions aussi drastiques, mais le but de cette simulation n’est pas de promouvoir une telle entreprise, simplement d’en analyser l’éventuel intérêt scientifique. Le Tableau 7.8 présente nos résultats, à comparer avec ceux du Tableau 7.6

On constate d’après ces résultats que pour les zones les plus proches de l’étoile (*VHJZ* et *HJZ*), le gain obtenu par l’observation depuis le Dome C est assez faible. Par contre, pour la zone intermédiaire (*IZ*), la meilleure fenêtre d’observation permet un gain substantiel : le chiffre pour les géantes gazeuses passe de 2 à 5 et égale celui de *CoRoT*. Cela confirme l’intérêt du site.

L’amplitude des pertes dues aux blends est plus faible que depuis Paranal, la raison étant le plus grand nombre de transits observés en moyenne ici pour un même objet, ce qui compense la diminution du *SN* moyen due aux blends.

OGLE

Nous avons voulu estimer l'influence qu'avait pu avoir l'encombrement sur le résultat des deux premières saisons du projet *OGLE-III*, que nous désignons dans notre article [2.84] par *OGLE-III-1* et *OGLE-III-2*. Nous avons également voulu vérifier si notre nouveau formalisme conduisait encore à des résultats proches de la réalité pour ces deux saisons.

Pour chacune des saisons, nous avons utilisé le modèle de Besançon d'un des trois champs observés par *OGLE*. Nous avons à nouveau utilisé la fenêtre d'observation fournie par A. Udaski (communication privée), tandis que les *SN* sont calculés avec les paramètres suivants (revoir formule 7.8) :

- $N_e = 43412 \cdot 10^{[0.4(12-I)]}$ él./s. Cette formule a été obtenue en corrigeant simplement la formule 7.6 du diamètre différent du télescope. Nous avons également fait les calculs en supposant une photométrie d'ouverture, N_e étant alors multiplié par un facteur F_{mask} fixé à 0.95.
 - F_p , le facteur de pointage, est à nouveau choisi comme valant 0.35 dans le cas de la photométrie d'ouverture, et est nul dans le cas d'ajustement de *PSF*.
 - σ_* reste fixé à 100 ppm.
 - σ_s est à nouveau calculé par la formule 7.7, h valant 2280 m (altitude de Las Campanas), X étant toujours fixé à 1.6. Les temps d'exposition t_{exp} valent 120 sec (*OGLE-III-1*) et 180 sec (*OGLE-III-2*).
 - n_{pix} a été calculé en tenant compte du type de photométrie, du seeing moyen (1.2 secondes d'arc [2.100][2.101][2.102]) et de la taille du pixel (0.26 secondes d'arc).
 - σ_l : nous avons gardé la valeur utilisée pour *VISTA-vis*, 7 él./pixel, après avoir constaté que les articles *OGLE* mentionnaient des valeurs similaires (entre 6 et 9 él./pixel [2.100][2.101][2.102]).
 - σ_{ci} : nous avons multiplié la valeur utilisée pour *VISTA*, 5.5 él./pixel/s, par un facteur d'échelle, pour tenir compte de la taille différente du télescope, obtenant 1.8 él./pixel/s
 - σ_{cn} : nous avons gardé la valeur utilisée pour *VISTA* de 0.07 él./pixel/s.
- Nous avons obtenu les résultats présentés dans le Tableau 7.9.

On peut voir d'après ces résultats que l'influence de la méthode de réduction photométrique utilisée n'est pas du tout négligeable quand on prend en compte l'effet de l'encombrement du champ. L'utilisation de la photométrie par ajustement de *PSF* permet de diminuer sensiblement le taux de pertes dues aux blends. On constate logiquement qu'un champ plus encombré, comme celui de *OGLE-III-1*, entraîne un taux de perte plus important.

Notre "pronostic" pour les 2 premières campagnes *OGLE*, en prenant en compte l'effet des blends, est très proche du bilan réel, à savoir 5 planètes.

Campagne	Planète	N_{sb}	N_b	Perte (%)
<i>OGLE-III-1</i>	<i>VHJ</i>	2.3 (2.4)	1.3 (1.6)	43.5 (34.5)
	<i>HJ</i>	0.9 (1.0)	0.5 (0.7)	42.6 (33.2)
<i>OGLE-III-2</i>	<i>VHJ</i>	3.4 (3.5)	2.1 (2.5)	37.0 (27.5)
	<i>HJ</i>	1.8 (1.9)	1.1 (1.3)	37.3 (27.5)
TOTAL		8.4 (8.8)	5.1 (6.1)	39.5 (30.1)

TAB. 7.9 – Résultats obtenus pour *OGLE-III-1* et *OGLE-III-2*. La première valeur suppose une photométrie d’ouverture, tandis que la valeur entre parenthèses suppose une photométrie par ajustement de *PSF*.

Même la proportion *VHJ/HJ* est respectée (3 *VHJ* et 2 *HJ*). Il faut néanmoins se garder de tirer comme conclusion que notre méthode permet d’obtenir une estimation assez précise du potentiel *absolu* d’un projet donné. Cette méthode repose sur de nombreuses hypothèses et approximations. De plus, si l’on se réfère au résultat pour *OGLE* de notre première analyse, on constate qu’avec des ingrédients différents, nous obtenions également une récolte en planètes très proche du bilan réel. Dans cette première analyse, nous avons utilisé une distribution des rayons planétaires des planètes géantes centrée sur 8 R_J , valeur jugée trop basse par comparaison avec les simulations théoriques (voir section 7.3.1). Cette distribution des rayons douteuse était compensée par (1) un critère de détection à 9 sigmas, et non 11, (2) l’absence de prise en compte des blends, et (3) l’absence de prise en compte de la confirmabilité par *VR*. Les ingrédients utilisés ici correspondent plus à la réalité, mais beaucoup d’inconnues sont encore en jeu et empêchent d’accorder un trop grand crédit à un éventuel pronostic absolu.

7.4 Conclusions et perspectives

Le potentiel élevé des projets spatiaux est confirmé par nos calculs. Les missions *CoRoT* et *KEPLER* sont des étapes importantes dans notre quête d’une meilleure connaissance de la diversité et des mécanismes de formation des systèmes planétaires. Comparée à *KEPLER*, *CoRoT* n’est pas juste une mission pionnière, mais bien une mission d’envergure comparable, car *CoRoT* possède un potentiel supérieur pour la détection de planètes géantes. *KEPLER* est néanmoins loin devant tous les surveys envisagés ici pour ce qui est de la détection de planètes telluriques.

Les projets depuis le sol voient leur potentiel largement diminuer dans cette seconde analyse. Cela tient à la prise en compte de la confirmabilité des détections par *VR* et à l’utilisation d’un seuil de détection plus en ac-

cord avec l'expérience acquise par *OGLE*. En ce qui concerne les planètes géantes, aucun des projets depuis le sol envisagés ici n'atteint le potentiel de *CoRoT*. Les planètes de type terrestre leur sont inaccessibles, mais nos résultats laissent à penser que ce type de projet pourrait avoir un potentiel non négligeable pour la détection de planètes telluriques massives. Pour confirmer cela, il conviendrait d'analyser l'influence du bruit rouge sur nos résultats. Rappelons que les effets systématiques ne sont pas pris en compte dans notre analyse, si ce n'est que nous avons utilisé un seuil de détection plus élevé que dans notre première analyse. De la covariance est présente dans les courbes de lumière *OGLE* [2.85], et cette covariance oblige à utiliser un seuil de détection plus élevé pour obtenir des détections significatives, comme le montre le fait qu'aucune planète *OGLE* n'a été détectée sous le seuil de 11 sigmas [2.99]. Même si nos simulations pour *OGLE* semblent indiquer que nos résultats pour le sol et pour les planètes géantes ne pêchent pas par excès d'optimisme, rien ne permet de conclure que c'est aussi le cas pour les telluriques massives. Il est possible qu'une détection de tellurique massive depuis le sol requière un seuil limite supérieur à cause du bruit rouge. L'influence des effets systématiques est dépendante de la densité d'étoiles de référence et de la méthode de réduction photométrique utilisée. Elle peut être réduite par des post-traitements adaptés, par exemple *SYS-REM* [2.86]. Remarquons d'ailleurs que les projets spatiaux ont eux aussi leurs sources de bruit rouge. En l'absence d'étude approfondie de l'influence de ce bruit rouge et de sa dépendance envers toute la gamme des paramètres possibles qui interviennent dans une campagne de recherche d'exoplanètes par transits, de l'instrument à la stratégie en passant par les méthodes d'analyse utilisées, on ne peut rien conclure de définitif de nos résultats. On peut néanmoins prétendre à partir de nos résultats qu'il serait hasardeux de considérer que le potentiel des projets depuis le sol est médiocre et que seuls des projets spatiaux peuvent donner des récoltes ambitieuses. Avant de tirer une telle conclusion, il serait préférable d'estimer de façon précise le véritable potentiel des projets depuis le sol en tenant compte du bruit rouge ainsi que de tous les développements qui pourraient améliorer ce potentiel. L'écrasante majorité des projets de recherche d'exoplanètes par transit utilisent ou ont utilisé un télescope de petite taille associé à une caméra à très grand champ, ce qui permet d'observer un nombre élevé d'étoiles dans un champ peu profond. Mis à part la planète découverte par le projet *TrES* [2.78], aucune découverte n'a été faite par ces projets, alors que de simples calculs avec un seuil de détection assez bas en prédisaient beaucoup [2.85]. D'autre part, peu de projets de campagne d'observation de champs profonds du disque galactique ont été menés à bien. À notre connaissance, il n'y a eu que *OGLE* et *EXPLORE-I* [2.52]. Ce dernier projet n'a observé que durant 11 nuits

et dans des conditions météo épouvantables, et même les calculs optimistes de notre première analyse ne prévoyaient aucune découverte. Le manque de résultats des surveys peu profonds, les résultats de nos simulations pour *OGLE* en bon accord avec la réalité, ainsi que la précision photométrique que nous avons pu constater atteignable sur des données réelles pour des champs profonds assez encombrés en utilisant une méthode de réduction sophistiquée et adaptée (voir chapitre 8), nous laissent à penser que l'influence des effets systématiques sur le seuil de détection croît en fonction de la pauvreté en étoiles de référence. En d'autres mots, le seuil de détection serait très élevé pour des surveys peu profonds depuis le sol, et diminuerait pour des surveys profonds observant des champs denses du disque et pour lesquels une méthode de réduction photométrique adaptée aux champs encombrés serait utilisée.

Notre analyse doit être vue comme une première étape vers une estimation du véritable potentiel de la méthode des transits photométriques, et beaucoup reste à faire avant de mettre sur pied la prochaine génération de projets ambitieux de recherche d'exoplanètes par transits.

Chapitre 8

Application de la méthode de déconvolution MCS à la recherche d'exoplanètes par la méthode des transits

8.1 Introduction

Comme nous l'avons vu, la méthode des transits repose sur la détection d'événements relativement peu probables et requiert d'observer de grands nombres d'étoiles pour augmenter la probabilité de détection. Pour ce faire, il est donc nécessaire d'observer des champs assez encombrés, par exemple des champs du disque galactique ou des amas stellaires. Comme nous le montre la Figure 8.1, de telles stratégies d'observation conduisent à un chevauchement important des images des étoiles (*blending*). Il est donc important d'utiliser une méthode de réduction photométrique adaptée à un niveau élevé de *blending*. En effet, les mesures qu'on obtient par simple photométrie d'ouverture sur une étoile isolée sont très bonnes, à condition de choisir une taille adaptée pour l'ouverture utilisée, mais dans le cas d'une étoile dont l'image est contaminée par une partie de l'image d'une étoile voisine, ce n'est plus du tout vrai. Si l'on choisit une ouverture très petite pour diminuer l'influence de l'étoile voisine, on diminue également le signal de l'étoile analysée, et si l'on augmente l'ouverture, la quantité de flux provenant de l'étoile voisine va varier selon le seeing, cet effet systématique diminuant la précision finale. Une méthode plus sophistiquée est donc requise.

Nous avons réalisé que la méthode de déconvolution *MCS* [2.103] pou-

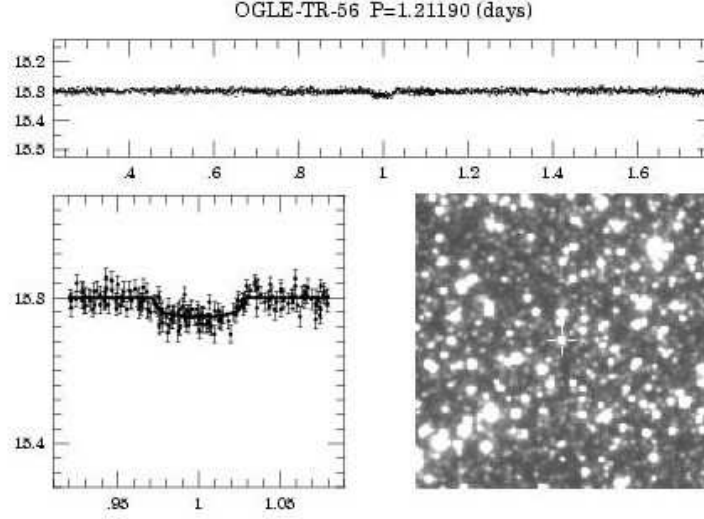


FIG. 8.1 – *OGLE-TR-56* : courbe de lumière (*haut*), zoom sur le transit (*bas gauche*) et portion du champ observé centrée sur *OGLE-TR-56* (*bas droite*). Source : site web *OGLE* : <http://bulge.princeton.edu/~ogle/>.

vait posséder un potentiel très élevé dans ce domaine, et nous avons décidé de l'adapter à la photométrie de transit. Dans les chapitres suivants, nous présentons la méthode *MCS*, les adaptations implémentées pour son application à la méthode des transits et quelques résultats obtenus sur des données réelles.

8.2 La méthode de déconvolution *MCS*

8.2.1 Principes de base

L'image d'un point-source (étoile) obtenue dans le plan focal d'un télescope possède une certaine extension spatiale. Cette image est la *PSF* (*Point Spread Function*, fonction d'étalement du point-source). La transformation de la distribution de lumière originelle, une fonction delta, en cette *PSF* est due à l'effet du profil instrumental du télescope ainsi qu'aux mouvements turbulents présents dans l'atmosphère, pour les observations depuis le sol (effet de *seeing*).

D'un point de vue mathématique, cette transformation est une convolution et peut s'exprimer par la formule suivante :

$$d(\mathbf{x}) = t(\mathbf{x}) * o(\mathbf{x}) + n(\mathbf{x}) \quad (8.1)$$

où $o(\mathbf{x})$ et $d(\mathbf{x})$ sont les distributions de lumière originelle et observée, $t(\mathbf{x})$ est la *PSF*, et $n(\mathbf{x})$ est le bruit affectant les données.

De plus, dans un *CCD*, la distribution de lumière observée est échantillonnée, le pas d'échantillonnage étant la taille du pixel. L'équation 8.1 devient alors

$$d_i = \sum_{j=1}^N t_{ij} o_j + n_i \quad (8.2)$$

où N est la nombre de pixels, d_j , o_j et n_j les composantes des vecteurs distribution observée, distribution originelle et bruit pour le j^{eme} pixel, t_{ij} étant la valeur au pixel j de la *PSF* centrée sur le pixel i . (Pour simplifier les notations, nous considérons le cas unidimensionnel. La généralisation aux images à deux dimensions est immédiate).

L'utilisation d'un télescope spatial ou de l'optique adaptative, par exemple, permet d'obtenir une *PSF* $t(\mathbf{x})$ plus étroite, et donc de bénéficier d'une meilleure résolution. Le but des méthodes classiques de déconvolution est différent et plus ambitieux. Il s'agit, étant donné une image observée $d(\mathbf{x})$ et une *PSF* $t(\mathbf{x})$, d'obtenir la distribution de lumière originelle $o(\mathbf{x})$. En d'autres termes, il s'agit d'obtenir une résolution infinie. Ce problème fait partie des problèmes mathématiques dits *mal-posés* : il n'existe pas de solution unique, surtout en présence de bruit, car de nombreuses distributions de lumière sont compatibles, après convolution par la *PSF*, avec la distribution observée. Les techniques classiques de déconvolution essaient de palier à ce problème en introduisant une ou l'autre technique de régularisation. De plus, elles essaient souvent de profiter de connaissances *a priori*, comme par exemple la positivité du flux. Citons parmi ces méthodes de déconvolution la méthode du maximum d'entropie [2.104][2.105] et celle de Richardson-Lucy [2.106][2.107]. Ces méthodes classiques de déconvolution présentent toutes les mêmes défauts, c'est-à-dire :

1. la production d'artefacts (voir Figure 8.2)
2. la non-conservation des intensités relatives de différentes parties de l'image

Ces défauts rendent les techniques classiques de déconvolution impropres à la réduction photométrique.

La solution proposée par les auteurs de *MCS* repose sur le fait que tenter de déconvoluer totalement une image échantillonnée revient à essayer de violer le théorème de Shannon [2.108][2.109]. Ce théorème, nommé aussi théorème de l'échantillonnage, stipule que pour un pas d'échantillonnage Δx donné, une fonction ne peut être reconstruite parfaitement que si sa transformée de Fourier s'annule au-delà d'une fréquence de coupure ν_0 inférieure à

la fréquence dite de Nyquist, de valeur $(2 \Delta x)^{-1}$. En pratique, la fréquence de coupure peut être considérée comme la fréquence à laquelle la transformée de Fourier émerge du bruit. Ce théorème est approximativement respecté pour la plupart des images obtenues avec les télescopes modernes. Le problème avec les méthodes de déconvolution classiques est qu'elles essaient d'augmenter à l'infini la résolution, et donc de récupérer les fréquences de Fourier les plus hautes, augmentant par là même la valeur de ν_0 . L'échantillonnage correct devient donc de plus en plus dense. A la limite, une déconvolution parfaite demanderait un pas d'échantillonnage infiniment petit, surtout dans le cas qui nous occupe, celui d'une fonction de distribution originelle pouvant être considérée comme une fonction delta. Certaines méthodes de déconvolution tentent de diminuer les effets de la violation du théorème de Shannon en imposant un critère de lissage sur l'ensemble de l'image. Ceci revient à obtenir la solution la plus lisse possible, alors qu'une image astronomique est tout sauf lisse. La méthode de déconvolution *MCS* cherche à atteindre un objectif moins ambitieux qu'une déconvolution totale. Le principe de base de *MCS* est de déconvoluer partiellement l'image en ayant soin d'obtenir une image finale pour laquelle le théorème de l'échantillonnage est respecté. En d'autres mots, il ne s'agit plus d'obtenir l'image telle qu'elle serait prise par un télescope spatial infiniment grand, mais bien celle que donnerait un meilleur instrument.

Mathématiquement, cela correspond à considérer la *PSF* $t(\mathbf{x})$ comme valant :

$$t(\mathbf{x}) = r(\mathbf{x}) * s(\mathbf{x}) \quad (8.3)$$

où $r(\mathbf{x})$ est la *PSF* de l'image après traitement et $s(\mathbf{x})$ la fonction par laquelle l'image de départ est déconvoluée. Dans l'algorithme tel qu'il existe, $r(\mathbf{x})$ est choisi comme étant une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est suffisamment grande que pour ne pas violer le théorème de Shannon. Remarquons que l'échantillonnage de l'image finale peut être supérieur à celui de l'image de départ, ce qui permet une augmentation de la résolution permise. La solution recherchée $f(\mathbf{x})$ peut donc s'écrire comme :

$$f(\mathbf{x}) = o(\mathbf{x}) * r(\mathbf{x}) \quad (8.4)$$

c'est-à-dire la convolution par $r(\mathbf{x})$ de la distribution de lumière originelle.

Puisque l'on connaît la forme de la *PSF* dans l'image finale (c'est $r(\mathbf{x})$), on dispose d'une connaissance *a priori* très utile pour atteindre la solution $f(\mathbf{x})$, qui peut s'écrire

$$f(\mathbf{x}) = h(\mathbf{x}) + \sum_{k=1}^M a_k r(\mathbf{x} - \mathbf{c}_k) \quad (8.5)$$

où M est le nombre d'étoiles, a_k et \mathbf{c}_k étant des paramètres libres correspondant à leur intensité et à leur position, et $h(\mathbf{x})$ est l'éventuelle composante diffuse de l'image, une galaxie par exemple, modélisée par un fond relativement lisse. Ce fond peut lui aussi être représenté comme :

$$h(\mathbf{x}) = r(\mathbf{x}) * h'(\mathbf{x}) \quad (8.6)$$

c'est-à-dire comme la convolution d'une fonction $h'(\mathbf{x})$ par la *PSF* de l'image finale. L'équation 8.6 nous permet de disposer d'une contrainte supplémentaire sur la solution, $h(\mathbf{x})$ devant être lisse sur l'échelle de $r(\mathbf{x})$.

Le résultat est la minimisation d'une fonction de mérite de la forme suivante :

$$S = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\sum_{j=1}^N s_{ij} \left(h_j + \sum_{k=1}^M a_k r(\mathbf{x}_j - \mathbf{c}_k) \right) - d_i \right]^2 + \lambda \sum_{i=1}^N \left(h_i - \sum_{j=1}^N r_{ij} h_j \right)^2 \quad (8.7)$$

où λ est un paramètre de Lagrange dont la valeur contrôle le lissage de $h(\mathbf{x})$. Les inconnues sont $h_i (i = 1, \dots, N)$, a_k et $\mathbf{c}_k (k = 1, \dots, M)$.

La méthode *MCS* a permis à maintes reprises d'obtenir de très bons résultats, parfois spectaculaires (e.g. [2.110][2.111][2.112][2.113]). La Figure 8.2 montre un exemple de comparaison de résultats de *MCS* et d'autres méthodes de déconvolution.

8.2.2 Détermination simultanée de la *PSF*

Telle que présentée ci-dessus, la méthode *MCS* suppose que la *PSF* partielle $s(\mathbf{x})$ est connue avant déconvolution. Dans la pratique, cette *PSF* est généralement déterminée à partir de l'image d'étoiles suffisamment isolées. Mais dans le problème qui nous occupe, c'est-à-dire l'obtention d'une photométrie de haute précision dans des champs (très) encombrés, la présence d'étoiles isolées et assez brillantes (pour obtenir une *PSF* suffisamment précise) est loin d'être acquise. Pire, certaines étoiles peuvent sembler isolées, mais s'avérer être un *blend* de deux ou plusieurs étoiles ; la *PSF* obtenue à partir de ces étoiles serait alors totalement fautive. Nous présentons dans ce chapitre la solution à ce problème telle que proposée dans un nouvel algorithme [2.114] à l'élaboration duquel nous avons contribué.

Nous supposons la *PSF* constante dans le champ observé. Cette hypothèse n'est pas totalement vraie pour la plupart des instruments, à partir d'un certain seuil de précision, mais rien n'empêche de diviser l'image de départ en sous-images suffisamment petites que pour rendre cette hypothèse

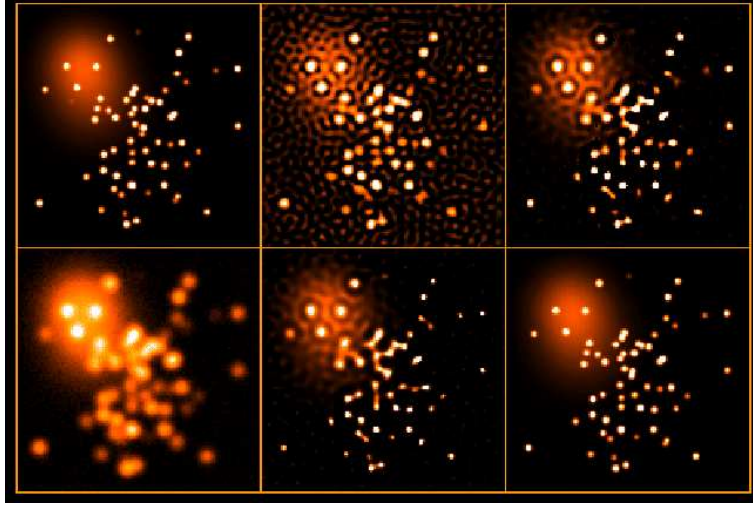


FIG. 8.2 – Déconvolution d’une image simulée d’un amas d’étoile superposé en partie sur une galaxie. *Haut gauche* : distribution de lumière réelle avec une résolution de 2 pixels de largeur à mi-hauteur (*FWHM*); *Bas gauche* : image observée avec 6 pixels *FWHM* et bruit ajouté; *Haut milieu* : déconvolution de l’image observée par la méthode du filtre de Wiener; *Bas milieu* : déconvolution par la méthode de Richardson-Lucy accélérée; *Haut droite* : déconvolution par la méthode du maximum d’entropie; *Bas droite* : déconvolution avec la méthode *MCS*.

valable. (En cas de variations fortes à petite échelle de la *PSF*, l’image observée ne peut plus être considérée comme la convolution d’une distribution de lumière $f(\mathbf{x})$ par une *PSF* $s(\mathbf{x})$, et le problème posé n’est plus un processus de déconvolution).

Nous savons que la distribution de lumière observée $d(\mathbf{x})$ peut s’écrire sous la forme :

$$d(\mathbf{x}) = s(\mathbf{x}) * f(\mathbf{x}) + n(\mathbf{x}) \quad (8.8)$$

Nous savons également que si la distribution de lumière recherchée ne contient que des points-source, elle peut s’écrire (cf. équation 8.5)

$$f(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^M a_k r(\mathbf{x} - \mathbf{c}_k) \quad (8.9)$$

Le principe de l’algorithme *MCS* “classique” est le suivant : étant donné $d(\mathbf{x})$ et $s(\mathbf{x})$, trouver $f(\mathbf{x})$. Le nouvel algorithme repose sur le principe suivant : étant donné $d(\mathbf{x})$ et supposant la forme analytique de $f(\mathbf{x})$ connue, retrouver la *PSF* $s(\mathbf{x})$. $f(\mathbf{x})$ étant lui-même inconnu, il faudra considérer

les coefficients a_k et \mathbf{c}_k comme des paramètres libres et les déterminer simultanément.

Pour une image de N pixels contenant M points sources, nous devons donc déterminer $N + 3M$ paramètres, les valeurs de la PSF en chaque pixel et 3 paramètres par source. Il s'agira de minimiser la fonction suivante :

$$S = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (d_i - [s * f]_i)^2 + \lambda H(s) \quad (8.10)$$

où d_i est l'intensité de l'image au pixel i , σ_i est la déviation standard dans le même pixel, f est sous la forme 8.9, $H(s)$ est une contrainte de lissage introduite pour régulariser la solution et λ est un paramètre de Lagrange. La contrainte de lissage est similaire à celle proposée dans *MCS* "classique" :

$$H(s) = \sum_{i=1}^N (s_i - [g * s]_i) \quad (8.11)$$

où s_i est la valeur de la PSF au pixel i et g est une gaussienne. g et λ sont ajustés de manière à ce que, quand la fonction de mérite S atteint son minimum, le χ^2 soit de l'ordre de :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (d_i - [s * f]_i)^2 \simeq N \quad (8.12)$$

La solution a un tel problème inverse n'est pas unique, et la contrainte de lissage seule ne garantit pas la convergence vers une solution correcte. En guise d'exemple, considérons une étoile blendée avec une autre étoile plus faible. La présence de cette dernière pourrait être interprétée comme étant une excroissance au niveau d'une aile de la PSF , et l'algorithme convergerait vers un minimum local représentant une solution fausse. Pour éviter de tels minima locaux, il est procédé de la façon suivante.

La PSF est d'abord approximée par une fonction analytique (généralement une fonction de Moffat), qui est ajustée sur les points-source par moindres carrés. Cette première approximation de PSF analytique empêche la présence de bosses dans ses ailes. Dans une deuxième étape, des résidus numériques sont ajoutés à la PSF , formant le *fond* de la PSF . Afin d'éviter la confusion d'une source non détectée avec une bosse dans les ailes de la PSF , cette deuxième étape se déroule en plusieurs phases. Les résidus numériques sont d'abord ajoutés au centre de la PSF , puis dans des régions de plus en plus éloignées du centre. Cette démarche permet de s'assurer que l'algorithme essaie d'ajuster les parties centrales de toutes les images stellaires en modifiant l'intensité centrale des sources, et non en créant des bosses dans les ailes,

vu que les ailes ne sont modifiées que lorsque les intensités centrales sont correctement ajustées.

Dans le cas d'un champ peu encombré, une étoile isolée sert à obtenir une première approximation de la *PSF*, en suivant la procédure décrite ci-dessus. Cette procédure permet de s'assurer que l'étoile est bien isolée et que la *PSF* déterminée constituera une bonne approximation. Cette étape est très rapide vu qu'elle ne nécessite qu'une faible portion de l'image totale. Ensuite, l'image à traiter est analysée, en considérant la *PSF* déterminée sur l'étoile isolée comme *PSF* de départ. Cette façon de procéder permet de gagner du temps, car avoir une approximation plus ou moins correcte de la *PSF* permet de se rapprocher substantiellement de la solution. Après un premier traitement de l'image, il convient d'analyser la carte des résidus afin d'y chercher d'éventuelles étoiles non détectées et de les introduire dans la liste des points-sources.

Si le champ est tellement encombré qu'il est impossible de trouver la moindre étoile isolée, aucun problème majeur ne se pose. Il suffit de laisser le programme ajuster sa première approximation de la *PSF*, des intensités a_k et des centres des sources \mathbf{c}_k sur l'image entière à traiter, et puis de le laisser déterminer ces paramètres plus précisément. Le temps de traitement sera augmenté, mais une photométrie de précision sera néanmoins atteinte au final.

8.3 *OGLE-TR-123* : premier résultat - adaptations nécessaires

8.3.1 Introduction

Les deux premières saisons du projet *OGLE* ont permis la détection de plus de 130 objets candidats planète [2.115][2.116][2.117]. Parmi ceux-ci, seuls 5 se sont révélés être de véritables planètes, comme nous l'avons vu dans les sections 6.5 et 6.6 de cette thèse, les autres étant des binaires à éclipses. Plusieurs dizaines ont été caractérisées [2.118][2.119], la majorité étant constituées d'une étoile primaire de type spectral F, G ou K et d'une étoile secondaire de type spectral M. Ces résultats ont permis de déterminer les rayons d'étoiles M de différentes masses. Deux cas particulièrement intéressants sont ceux de *OGLE-TR-122* b, l'étoile de plus petit rayon mesuré à ce jour ($R = 0.114 R_\odot$, $M = 0.085 M_\odot$) [2.120], et de *OGLE-TR-123* b ($R = 0.133 R_\odot$, $M = 0.085 M_\odot$) [2.121]. Ces objets sont très proches de la limite en masse pour la combustion de l'hydrogène, c'est-à-dire de la séparation entre étoiles et naines brunes, et il est très intéressant

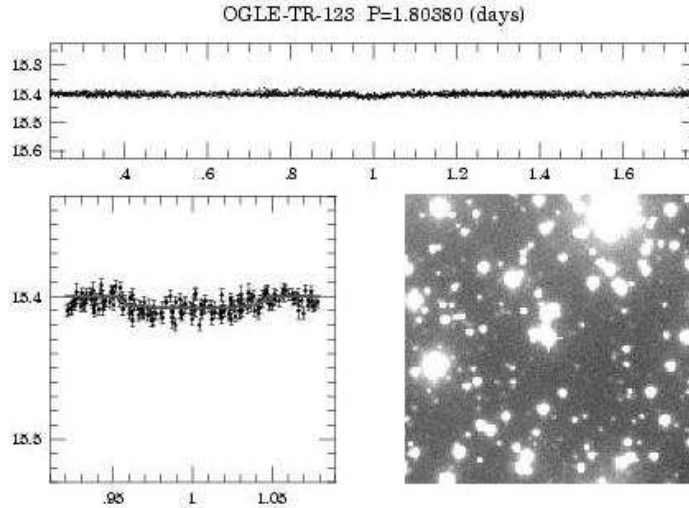


FIG. 8.3 – *OGLE-TR-123* : courbe de lumière (*haut*), zoom sur le transit (*bas gauche*) et portion du champ observé centrée sur *OGLE-TR-123* (*bas droite*). Source : site web *OGLE* : <http://bulge.princeton.edu/~ogle/>.

d'obtenir des contraintes empiriques sur la relation masse-rayon pour des étoiles de si petite masse, d'autant que les modèles théoriques prédisent une équation d'état différente de celle des étoiles de masse supérieure à $0.1 M_{\odot}$.

La Figure 8.3 présente la courbe de lumière obtenue par *OGLE* pour *OGLE-TR-123*. Dans leur analyse photométrique se basant sur des données *VLT/FORS2*, Pont et al. [2.121] ont utilisé la méthode de réduction photométrique par soustraction d'images [2.122][2.123], obtenant une très bonne précision sur la courbe de lumière du transit, l'écart-type sur chaque point hors transit avoisinant 1.2 mmag (voir Figure 8.4). On peut voir sur cette courbe de lumière l'influence d'un effet systématique en fin de nuit, dont la cause est identifiée par Pont et al. comme une variation rapide du seeing. Ces auteurs mentionnent dans leur article avoir aussi essayé une méthode de réduction par ajustement de *PSF* qui se serait révélée moins précise.

En combinant les résultats de cette réduction photométrique et l'analyse de nouvelles données Doppler obtenues avec le spectrographe *HARPS*, Pont et al. ont pu exclure le scénario d'un système triple et ont confirmé la nature du compagnon, soit une étoile *M* proche de la limite de combustion de l'hydrogène [2.121].

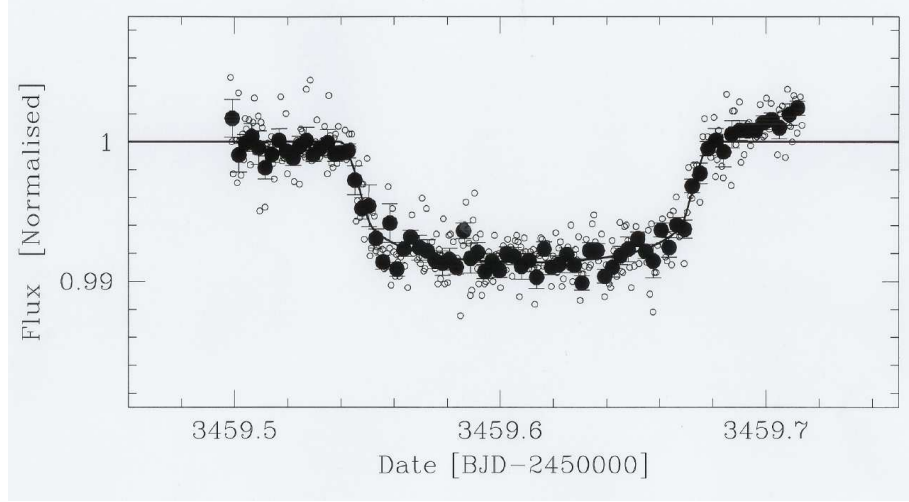


FIG. 8.4 – Courbe de lumière obtenue pour *OGLE-TR-123* sur base des données *VLT/FORS2* par Pont et al. [2.121]. Les symboles ouverts montrent les mesures individuelles, les symboles fermés les moyennes sur 5 points.

8.3.2 Données

F. Pont et ses collaborateurs nous ont permis de disposer des données *VLT/FORS2* utilisées lors de leur analyse du système *OGLE-TR-123* [2.121], afin de pouvoir estimer le potentiel de la méthode *MCS* appliquée à la méthode des transits photométriques. Il s'agit d'une séquence continue de 386 poses de 15 secondes dans le filtre $R_{special}$ prises le 30 Mars 2005 (programme ID 274.C-5052). Le seeing γ varie de 0.5 à 0.8 secondes d'arc. Ces images sont déjà pré-réduites.

8.3.3 Analyse avec *MCS* - adaptations nécessaires

Soustraction du fond de ciel

Nous avons utilisé le logiciel de photométrie *SExtractor* [2.124] pour retirer le fond de ciel des images.

Détermination des décalages et fixation des coordonnées

Nous nous sommes très vite aperçus que pour pouvoir traiter les 386 images en un temps réaliste, des adaptations à la méthode *MCS* étaient nécessaires. Rappelons que le traitement complet d'une image avec *MCS* passe par la détermination simultanée de la *PSF*, des coordonnées et des intensités des sources, en l'absence d'un fond (ciel, galaxie, etc.). Le temps

de traitement d'une image de taille moyenne (256×256 pixels) sur laquelle se trouvent une centaine de points-sources (champ encombré), sur un ordinateur moderne (processeur Intel Pentium 4 cadencé à ~ 3 GHz, 512 Mb de RAM), est de l'ordre de 10 à 20 heures. Il est clair qu'une méthode de réduction photométrique doit pouvoir donner un résultat dans un délai beaucoup plus raisonnable que 386 x 15 heures, soit ~ 8 mois !

Partant de la constatation que toutes les images représentent les mêmes points-sources et que le but recherché est de faire de la photométrie et non de l'astrométrie, nous avons décidé d'utiliser l'image de meilleur seeing afin de déterminer les coordonnées des étoiles, puis de les fixer lors de l'analyse des autres images. Sandrine Sohy a modifié en conséquence le programme pour qu'il puisse itérer sur la *PSF* et les intensités, sans changer quoi que ce soit aux coordonnées des étoiles. Afin que la précision finale ne soit pas détériorée par l'imprécision sur les coordonnées, nous avons écrit avec Pierre Magain un programme *MIDAS* de mesure des décalages des images par rapport à l'image de référence. Ce programme recherche le maximum de la corrélation croisée entre les deux images.

Analyse

Après soustraction du ciel et mesure des décalages, nous avons extrait une sous-image 256×256 pixels pour chacune des images. Cette sous-image contient l'étoile *OGLE-TR-123*, et nous l'avons choisie de manière à ce qu'elle contienne un maximum d'étoiles de référence (voir Figure 8.5). On peut constater sur cette Figure 8.5 que *OGLE-TR-123* est blendée avec une étoile plus faible, ce qui représente un cas idéal pour estimer le potentiel de *MCS* en photométrie de transit.

Après traitement complet de l'image de référence, nous avons procédé à l'analyse de toutes les images, coordonnées fixées. Cette analyse des 386 images a pris ~ 750 heures CPU.

8.3.4 Résultats

Après traitement de toutes les images, nous avons utilisé les étoiles de référence les plus stables pour obtenir la courbe de lumière présentée dans la Figure 8.6. Pour obtenir cette courbe, nous avons utilisé la somme de la photométrie de *OGLE-TR-123* et de son étoile contaminatrice, corrigée du rapport des luminosités afin d'augmenter la précision. Cinq points ont été rejetés, laissant donc un total de 381 points. On peut clairement voir sur la courbe de lumière une pente superposée au transit. Cet effet est dû à la variation de la masse d'air durant la nuit. L'utilisation d'étoiles de référence

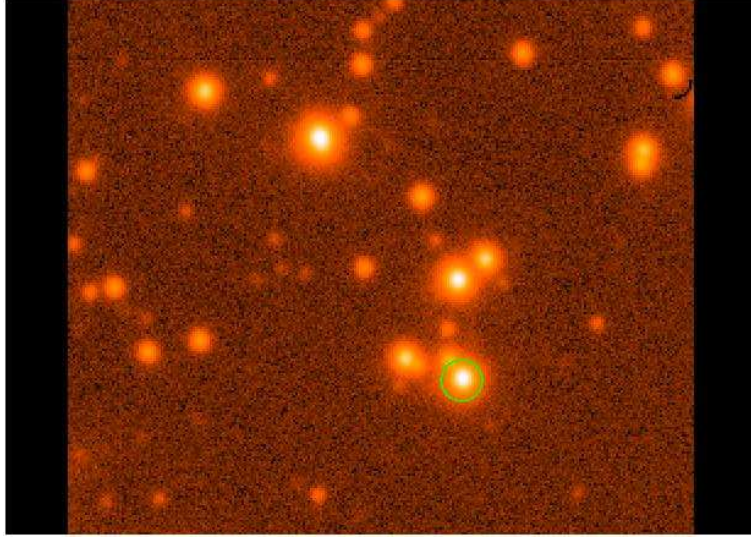


FIG. 8.5 – Sous-image choisie pour l’analyse photométrique de *OGLE-TR-123*. Cette dernière est entourée d’un cercle vert.

dont la magnitude apparente présente une sensibilité différente à l’épaisseur de l’atmosphère traversée est la cause de cet effet systématique. L’idéal serait d’utiliser des étoiles de référence de même type spectral que l’étoile analysée, mais le temps de calcul nécessaire pour la déconvolution par *MCS* nous a obligé à utiliser un champ assez petit, et donc laissé un choix limité d’étoiles de référence. Nous avons corrigé la courbe de lumière de cet effet en y appliquant une droite de pente adaptée. La Figure 8.7 présente cette courbe corrigée. La Figure 8.8 présente la même courbe de lumière après moyennage des points par groupes de 5.

Malgré les temps de calcul importants et le faible nombre d’étoiles de référence inhérent à ceux-ci, nous avons obtenu une courbe de lumière présentant une bonne précision, l’écart-type sur un point hors transit étant de 1.22 mmag, alors que le bruit de photons est aux alentours de 1.00 mmag sans tenir compte du blend.

Le problème du temps de calcul est une limitation importante, même au niveau de la précision finale (nombre d’étoiles de référence). Afin de circonvenir ce problème, nous avons adopté une solution qui repose sur la nature mathématique du problème de la déconvolution. Nous devons minimiser la fonction de mérite suivante :

$$S = \lambda \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\left\{ (s_0 + b) * \sum_{k=1}^M a_k r(\mathbf{x} - \mathbf{c}_k) \right\} - d \right]_i^2 + \sum_{i=1}^N [b - (r * b)]_i^2 \quad (8.13)$$

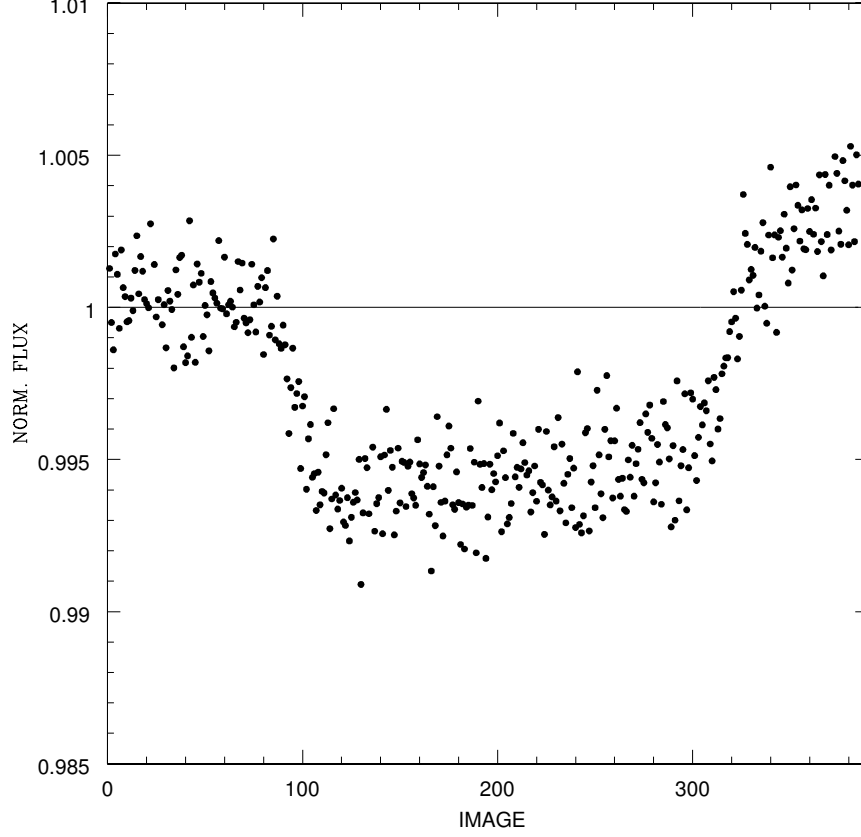


FIG. 8.6 – Courbe de lumière du transit de *OGLE-TR-123* obtenue après réduction par *MCS*. Un effet de couleur est clairement visible.

où d_i est l'intensité de l'image au pixel i , σ_i est la déviation standard dans le même pixel, s_0 est la *PSF* de départ, b est la correction numérique à cette *PSF*, λ est un paramètre de Lagrange, M est le nombre de points-sources, caractérisés par une intensité a et des coordonnées \mathbf{c} . Vu que nous n'itérons plus sur les coordonnées \mathbf{c} des sources, la majorité du temps de calcul est dévolu aux itérations sur les intensités a . Nous savons cependant que, après correction d'un facteur d'échelle pour tenir compte des variations de transparence de l'air, ces intensités varient peu. En les fixant, on peut itérer uniquement sur b , c'est-à-dire sur la partie numérique de la *PSF*. Pour un grand nombre de sources, le gain en temps est énorme. Une fois la

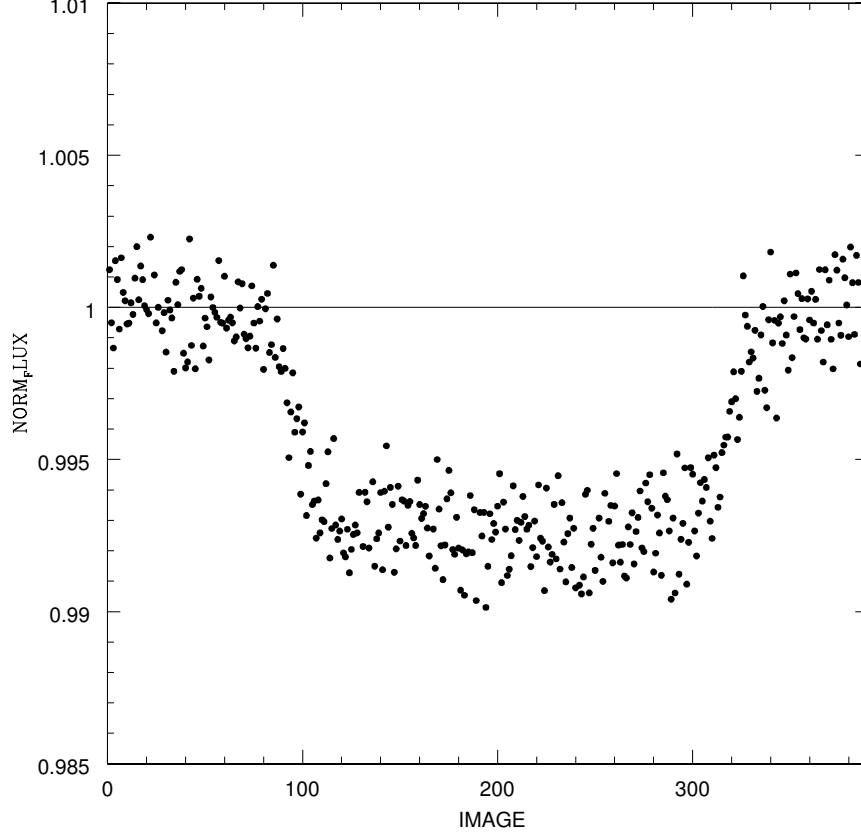


FIG. 8.7 – Courbe de lumière du transit de *OGLE-TR-123* obtenue après réduction par *MCS*. La chute de luminosité est de 7.93 mmag, et l'écart-type sur un point hors transit est de 1.22 mmag.

PSF déterminée, on obtient les a en résolvant le système

$$\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i} \left[\left\{ (s_0 + b) * \sum_{k=1}^M a_k r(\mathbf{x} - \mathbf{c}_k) \right\} - d \right]_i = 0 \quad (8.14)$$

Les intensités a y interviennent de manière linéaire et peuvent donc être déterminées par une méthode directe (non itérative).

Après quelques tests, il est apparu que la résolution du système d'équations linéaires 8.14, conduisant à l'obtention des a , était assez instable si on utilisait une simple méthode d'inversion. Nous nous sommes alors tournés vers une méthode adaptée à ce type de problème, la méthode *SVD* (*Singular Value Decomposition*, décomposition en valeurs singulières) [2.109]. Après

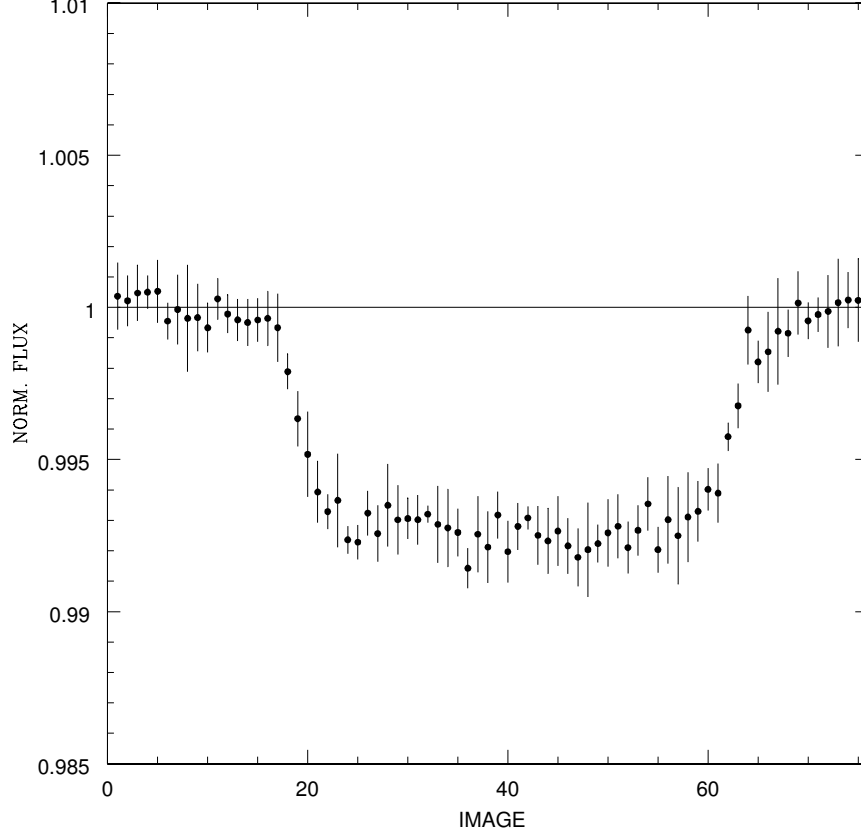


FIG. 8.8 – Courbe de lumière du transit de *OGLE-TR-123* obtenue après réduction par *MCS* et moyennage sur 5 points.

implémentation, nous avons effectué quelques tests et pu constater que 2 cycles (itération sur la *PSF*-obtention des a) donnaient une précision similaire à celle obtenue par la méthode *MCS* non-modifiée, tout en gagnant un facteur de 10 à 30 en temps de calcul.

Nous avons alors utilisé la version modifiée du programme pour traiter un deuxième champ 256×256 pixels, et nous avons obtenu la courbe de lumière présentée dans la Figure 8.9. L'écart-type sur un point pour les régions hors transit passe à 1.04 mmag, soit pratiquement la valeur théorique (bruit de photons). Nous avons à nouveau utilisé la photométrie de la somme *OGLE-TR-123* + étoile contaminatrice, et corrigé du rapport des luminosités. Vu que nous avons pris pour le premier champ les mêmes étoiles de référence que pour la première courbe de lumière, nous avons à nouveau dû corriger la courbe finale d'un effet systématique de couleur, moins prononcé ici.

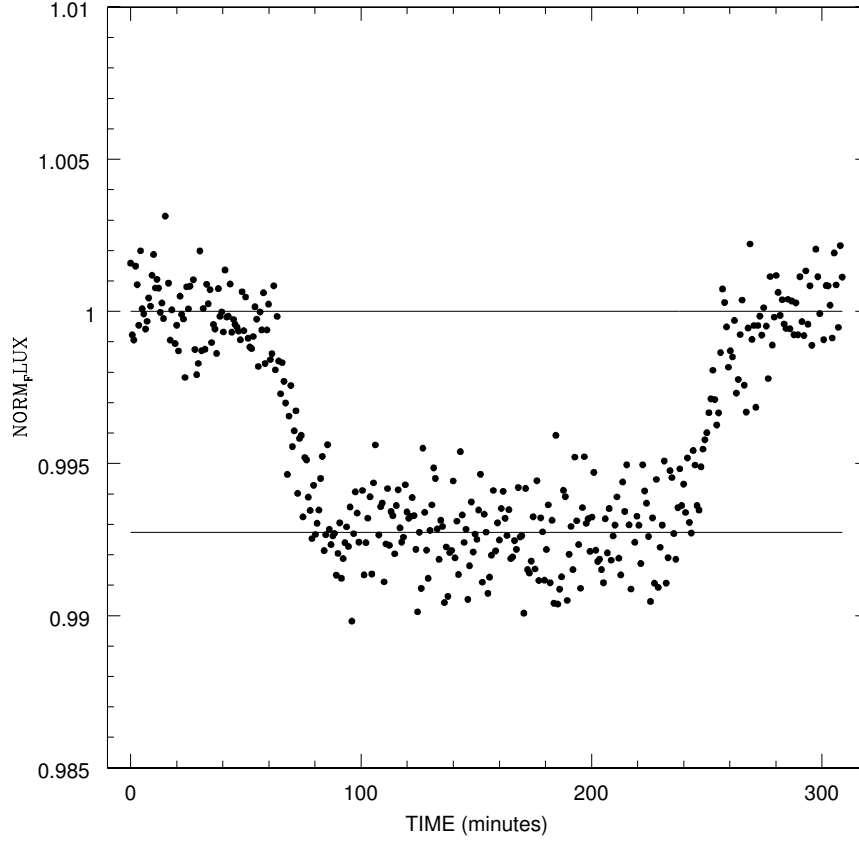


FIG. 8.9 – Courbe de lumière du transit de *OGLE-TR-123* obtenue avec un plus grand nombre d'étoiles de référence, cela étant rendu possible par le traitement d'un deuxième champ 256×256 pixels par la version modifiée du programme.

Nous avons également voulu obtenir la courbe de lumière de manière différente, en utilisant la photométrie de *OGLE-TR-123* seule, sans utiliser celle de l'étoile contaminatrice. Nous avons de plus écrit un programme qui sélectionne les étoiles de référence en cherchant à (1) obtenir la plus petite dispersion sur la photométrie hors transit et (2) à corriger au maximum tout effet de couleur. Cette procédure cherche donc à obtenir la courbe la moins détériorée par les effets systématiques, en utilisant la meilleure connaissance *a priori* dont nous disposions, à savoir que le flux hors transit est constant. Elle ne joue que sur la combinaison d'étoiles de référence utilisées, afin d'éviter de devoir corriger *a posteriori* la courbe obtenue. La courbe de lumière obtenue est représentée sur la Figure 8.10. On peut y remarquer que la profon-

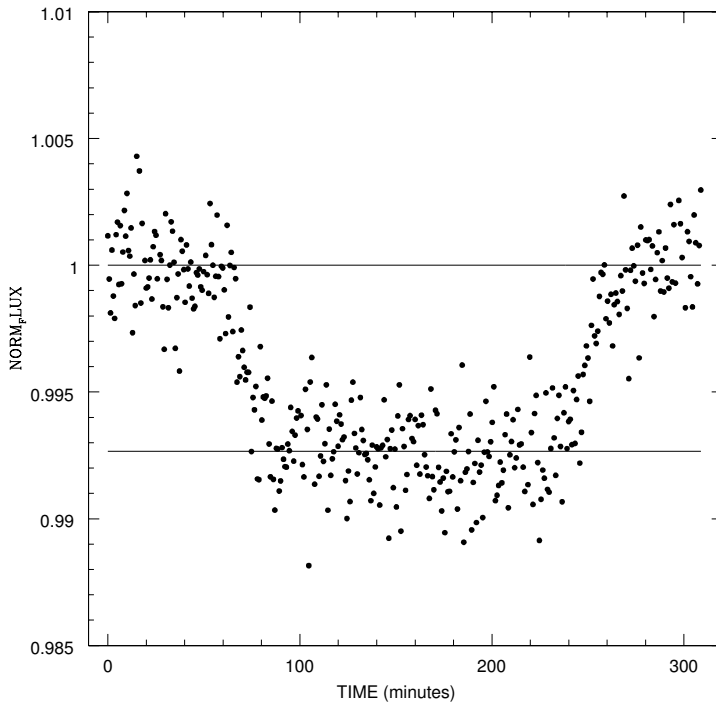


FIG. 8.10 – Courbe de lumière du transit de *OGLE-TR-123* obtenue avec sélection automatique des étoiles de référence et en n'utilisant pas la photométrie de l'étoile contaminatrice.

deur du transit est en très bon accord avec celle de la Figure 8.9. L'écart-type par point pour la partie hors transit est de 1.54 mmag. Cette courbe est donc moins précise, mais son intérêt majeur est qu'elle a été obtenue sans correction appliquée après traitement. Elle montre qu'en disposant d'un nombre suffisant d'étoiles de référence, on peut réduire fortement les effets systématiques, évitant par là de devoir apporter des corrections se basant sur des hypothèses quant à la source de ces effets.

8.4 *OGLE-TR-132*

8.4.1 Introduction

OGLE-TR-132b est une des 5 planètes détectées par le survey *OGLE* [2.115][2.116][2.117] (revoir Tableau 7.1). Elle a été confirmée par *VR* [2.125], mais la combinaison des données photométriques *OGLE* et des données Doppler apportait peu de contraintes sur les paramètres du transit, cela étant dû

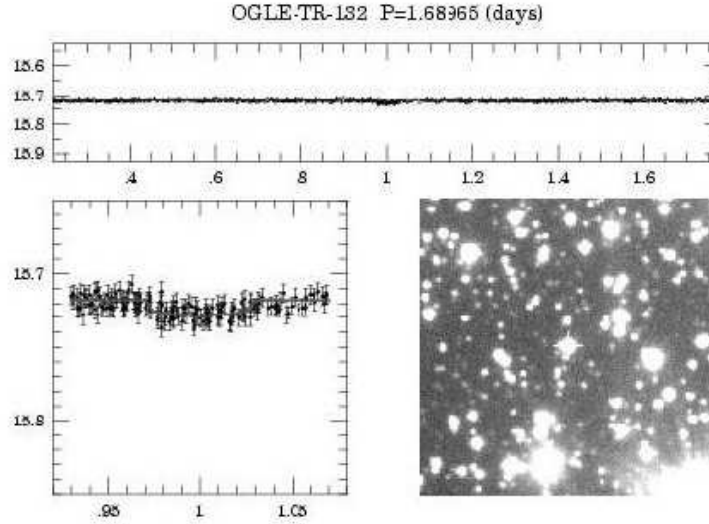


FIG. 8.11 – *OGLE-TR-132* : courbe de lumière (*haut*), zoom sur le transit (*bas gauche*) et portion du champ observé centrée sur *OGLE-TR-132* (*bas droite*). Source : site web *OGLE* : <http://bulge.princeton.edu/~ogle/>.

à la faible différence entre l'amplitude de la chute de luminosité (~ 11 mmag) et la précision photométrique moyenne (~ 7 mmag) des données *OGLE*. On peut remarquer sur la Figure 8.11 la faiblesse du signal photométrique, la chute de luminosité étant pratiquement indiscernable à l'œil. Du fait de la faible magnitude apparente de l'étoile ($I = 15.72$ mag), le signal Doppler était lui aussi assez faible, et Bouchy et al. [2.125] estimèrent à 3 % la probabilité qu'il soit dû à des fluctuations aléatoires et non à la présence d'un véritable objet.

En 2004, l'acquisition de nouvelles données photométriques avec le *VLT* permit à Moutou et al. [2.126] de confirmer la nature planétaire de *OGLE-TR-132b* et d'obtenir une estimation précise de sa masse ($1.19 \pm 0.13 M_J$) et de son rayon ($1.13 \pm 0.08 R_J$). La réduction fut réalisée à nouveau avec l'algorithme de soustraction d'images [2.122][2.123]. Celui-ci permit d'atteindre une excellente précision, la dispersion sur la partie avant le transit étant de 1.19 mmag (voir Figure 8.12). On peut voir sur cette courbe que les observations se sont arrêtées juste à la fin du transit. La chute de luminosité est plus faible sur cette courbe de lumière que sur la courbe de lumière *OGLE* (7 mmag contre 11 mmag)

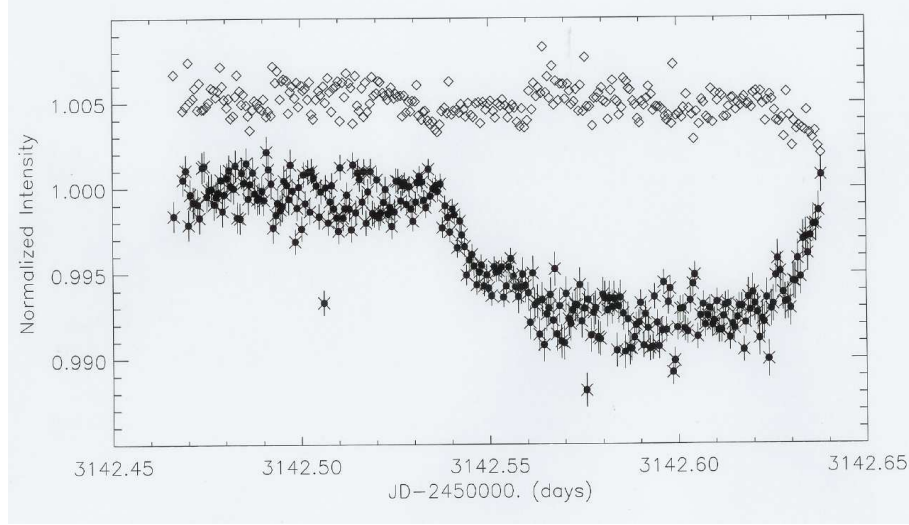


FIG. 8.12 – Courbe de lumière obtenue pour *OGLE-TR-132* sur base des données *VLT/FORS2* par Moutou et al. [2.126]. La courbe de lumière supérieure est la courbe de référence obtenue à partir de la photométrie de 20 étoiles dans le champ, par laquelle la courbe de *OGLE-TR-132* a été corrigée pour réduire les effets systématiques. Cette courbe de référence a été décalée de 0.005 par soucis de visibilité.

8.4.2 Données

Nous avons pu disposer de ces données *VLT*, soit 281 poses (15-20 s) dans le filtre $R_{special}$ prises avec la caméra *FORS2* du *VLT/UT4* le 24 Mai 2004 (programme 273.C-5017B). Nous avons également obtenu de F.Pont et collaborateurs 272 poses (60 s) prises le 19 avril 2005 avec la caméra *SUSI2* du *NTT* (La Silla) dans le filtre R (programme 075.C-0462A). Le fait de pouvoir disposer de données de sources différentes nous a permis de tester la stabilité des résultats obtenus après réduction par *MCS* et l'influence de l'instrument et de la résolution des images sur la précision finale.

8.4.3 Analyse avec *MCS*

Nous n'avons pas apporté de nouveau développement à notre méthode de réduction pour obtenir la photométrie de *OGLE-TR-132*. Signalons néanmoins que, contrairement au cas de *OGLE-TR-123*, nous disposons de beaucoup plus d'étoiles de référence. Nous avons à nouveau traité deux champs 256×256 pixels, le premier contenant l'étoile à analyser ainsi que d'autres étoiles, le deuxième de nombreuses étoiles de référence supplémentaires. Lors

de l'utilisation de notre procédure automatique de choix des étoiles de référence, nous n'avons pas pu introduire de critère sur le flux après le transit, vu que les observations se sont arrêtées avant. Notre seul critère imposé à l'algorithme était donc de sélectionner les étoiles de référence qui minimisent la dispersion et maximisent la constance du flux dans la région avant le transit. Bien que *OGLE-TR-132* soit blendée avec une autre étoile plus faible sur les images, nous n'avons pas utilisé la photométrie groupée de ces deux étoiles, corrigée par le rapport des luminosités, pour obtenir nos courbes de lumière finales, car il s'est avéré après test que cette procédure n'augmentait pas la précision.

8.4.4 Résultats

Données VLT/FORS2

Nous avons obtenu, en gardant 276 poses sur 281, la courbe de lumière présentée dans la Figure 8.13. La dispersion sur la partie avant transit est de 1.33 mmag, la dispersion théorique donnée par le bruit de photons étant de 1.04 mmag [2.126]. Si l'on compare cette courbe avec celle obtenue par Moutou et al., on constate que notre dispersion est un peu plus haute (1.19 mmag pour Moutou et al.). Pour la réduire, nous aurions pu procéder de la même façon que pour *OGLE-TR-123*, c'est-à-dire en n'imposant pas la constance du flux hors transit, puis corriger notre courbe de lumière par une droite de faible pente. Le problème ici est que nous n'avons pas la partie après le transit, si bien que cette façon de procéder aurait pu diminuer la dispersion mais aussi modifier la profondeur ou la forme du transit, ce qui n'est bien sûr pas souhaitable.

La comparaison avec la courbe présentée par Moutou et al. [2.126] montre une différence bien plus inquiétante pour l'obtention de paramètres stellaires et planétaires précis. La chute de luminosité que nous obtenons est d'environ 11 mmag, similaire à celle obtenue dans les données *OGLE*, tandis que celle obtenue par Moutou et al. est d'environ 7 mmag. N'ayant pas d'expérience pratique avec la méthode de réduction par différence d'images, nous n'avons pas d'explication à cet écart, mais il mérite certainement d'être investigué.

Données NTT/SUSI2

Nous avons obtenu, en gardant 270 poses sur 272, la courbe de lumière présentée dans la Figure 8.14. La dispersion pour la partie hors transit est de 2.0 mmag. La dispersion minimale prévue par le bruit de photon est de ~ 1.3 mmag.

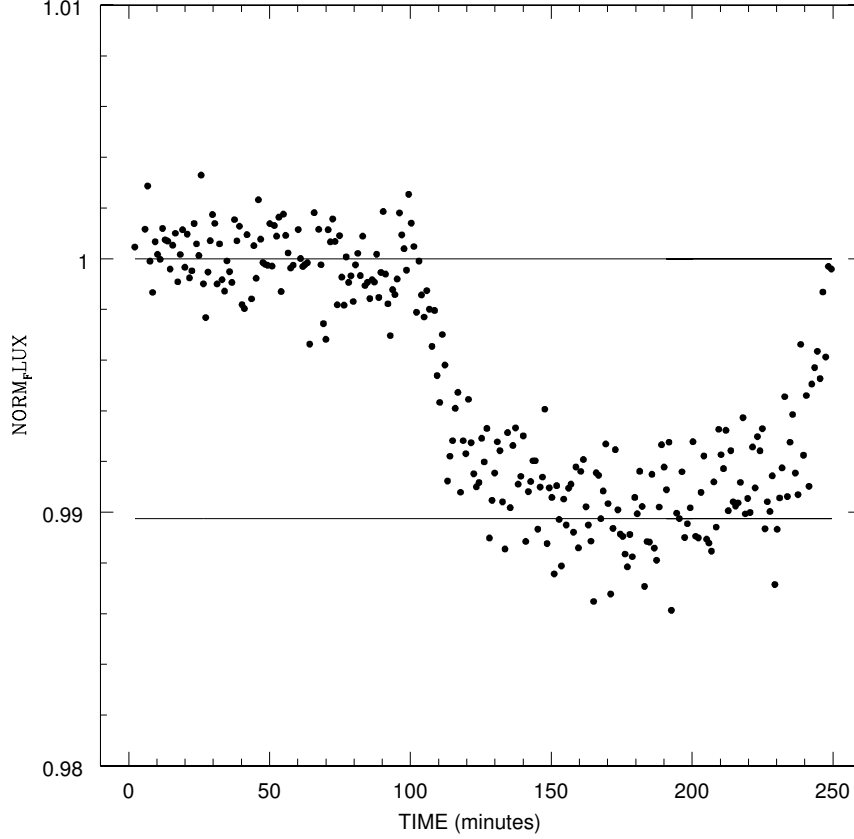


FIG. 8.13 – Courbe de lumière obtenue pour *OGLE-TR-132* sur base des données *VLT/FORS2*. La chute de flux vaut ~ 11 mmag, l'écart-type sur un point hors transit vaut ~ 1.3 mmag.

L'écart entre la précision maximale théorique donnée par le bruit de photon et notre valeur mesurée est plus grand que dans le cas des données *VLT*. Cela pourrait être dû à deux effets liés au fait que le *seeing* est plus élevé à La Silla : (1) une augmentation de la perte en *SN* due aux étoiles contaminatrices, non seulement pour l'étoile analysée mais aussi pour les étoiles de référence, et (2) une diminution de la précision de la détermination du ciel par *SExtractor*.

On remarque que les valeurs de la profondeur du transit pour les données *VLT* et *NTT* sont tout à fait en accord. Pour mieux s'en convaincre, il suffit de regarder la Figure 8.15, qui montre une superposition des deux courbes de lumière.

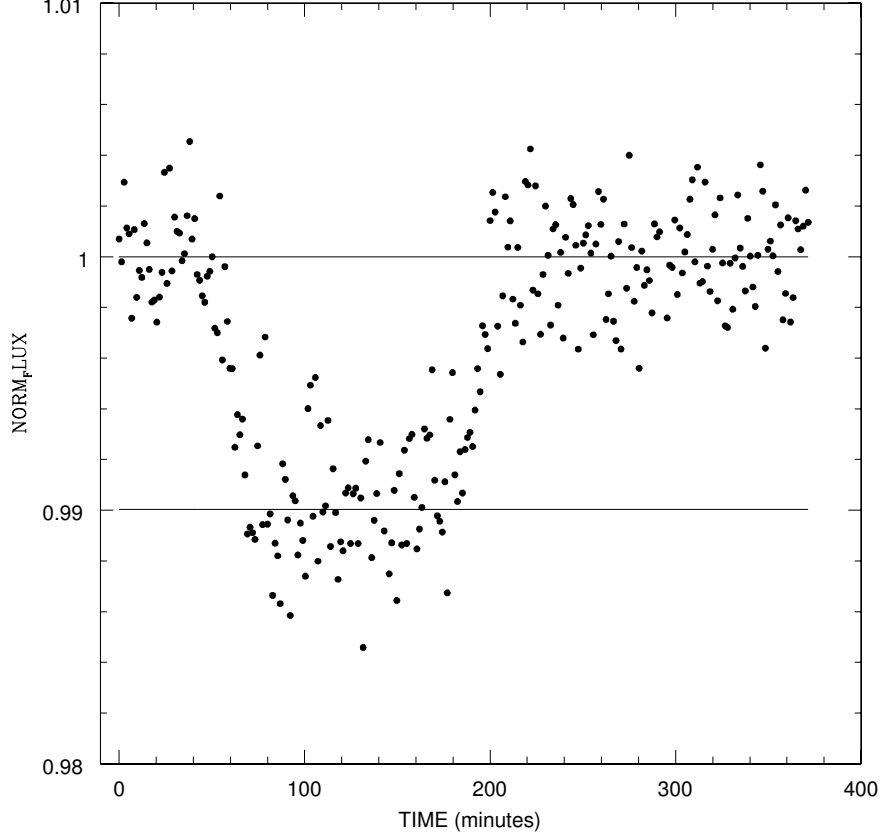


FIG. 8.14 – Courbe de lumière obtenue pour *OGLE-TR-132* sur base des données *NTT/SUSI2*. La chute de flux vaut ~ 11 mmag, l'écart-type sur un point hors transit vaut ~ 2.0 mmag.

8.5 Conclusions et perspectives

Nous jugeons nos résultats acquis pour *OGLE-TR-123* et *OGLE-TR-132* comme très encourageants. Ils démontrent que la méthode *MCS* est un outil adapté à la réduction photométrique d'images d'étoiles dans un champ encombré. Le fait que cette méthode permette d'obtenir une résolution supérieure à celle des images de départ donne aussi un gros avantage pour la discrimination de blends potentiels, point crucial pour la recherche d'exoplanètes par transit. De plus, la méthode ne nécessite pas une connaissance précise de la *PSF*, celle-ci étant déterminée en même temps que l'astrométrie et la photométrie, ce qui représente un énorme avantage pour la photométrie de champs encombrés. Il nous semble d'ailleurs que *MCS* pourrait être ap-

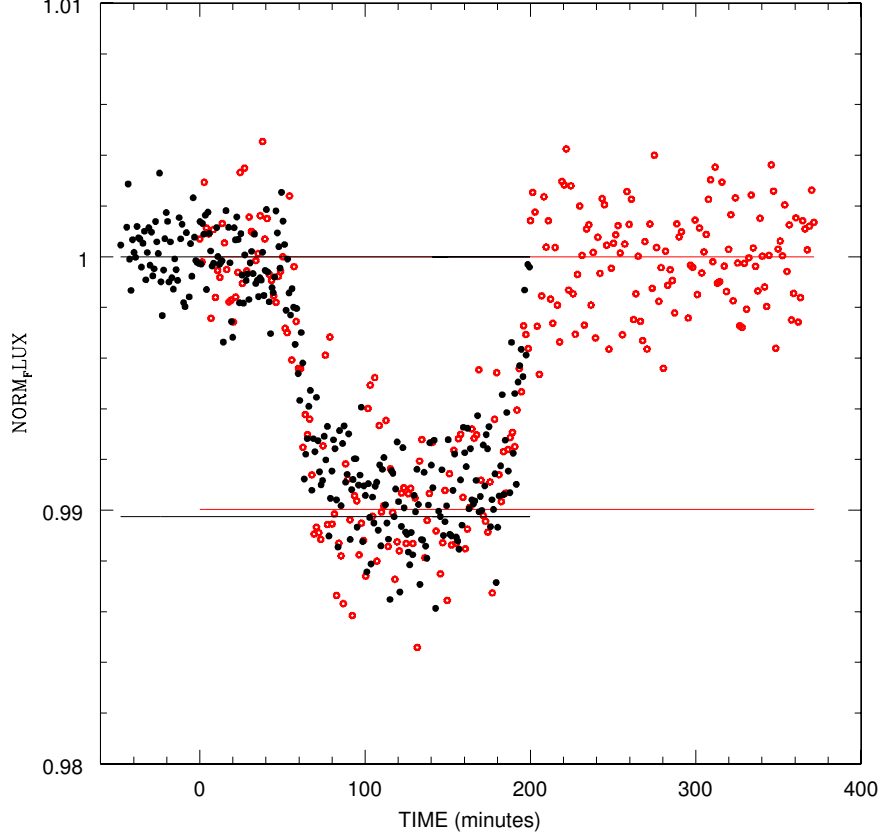


FIG. 8.15 – Superposition des courbes de lumière *VLT/FORS2* (*cercles pleins*) et *NTT/SUSI2* (*cercles vides*) obtenues pour *OGLE-TR-132*.

pliquée avec succès à des objets appartenant à des champs plus encombrés que ceux que nous avons traités. Des données issues de programme de détection d'exoplanètes par la méthode des microlentilles gravitationnelles seraient idéales pour tester cela.

L'expérience pratique nous a permis d'entrevoir quelques pistes pour accroître la précision photométrique et la vitesse de la méthode :

- Le logiciel *SExtractor* fonctionne très bien pour la soustraction du fond de ciel dans des champs peu encombrés. Dans le cas de régions assez denses en étoiles, nous avons pu constater que la qualité de la soustraction du fond de ciel laissait à désirer, du moins quand on considère le niveau de précision que nous cherchons à atteindre en photométrie de transit planétaire. Nous pensons qu'il serait préférable de laisser le fond de ciel dans les images et de le modéliser par une fonction assez lisse

(e.g. un polynôme de faible degré) sur laquelle le programme itérerait en même temps que sur les paramètres stellaires et sur la PSF . Nous développons actuellement avec Pierre Magain et Sandrine Sohy cette idée.

- MCS utilise lors de détermination de la PSF un critère de lissage global paramétrisé par un scalaire fixe. Cela entraîne la présence concomitante de régions sous- et sur-ajustées au sein de la PSF . Cela constitue une source d'imprécision que nous voudrions éliminer en définissant un critère de lissage local, permettant d'obtenir un lissage adapté à chaque pixel. Nous étudions également cet aspect.
- Afin d'augmenter la vitesse de traitement, Pierre Magain a proposé de ne plus utiliser des pas sur les paramètres dont la valeur est fixée *a priori*, mais bien d'utiliser la valeur de la dérivée pour calculer la valeur du pas à adopter. Quelques tests effectués suggèrent que cette idée pourrait déboucher sur un gain substantiel en temps de calcul [P. Magain, communication privée]. Cette piste sera également explorée.

Annexe A

Bruntt H. et al., 2004, A&A,
425, 683-695

Annexe B

Gillon M. & Magain P., 2006,
A&A, astro-ph/0511099

Annexe C

Gillon M. et al., 2005, *A&A*,
442, 731-744

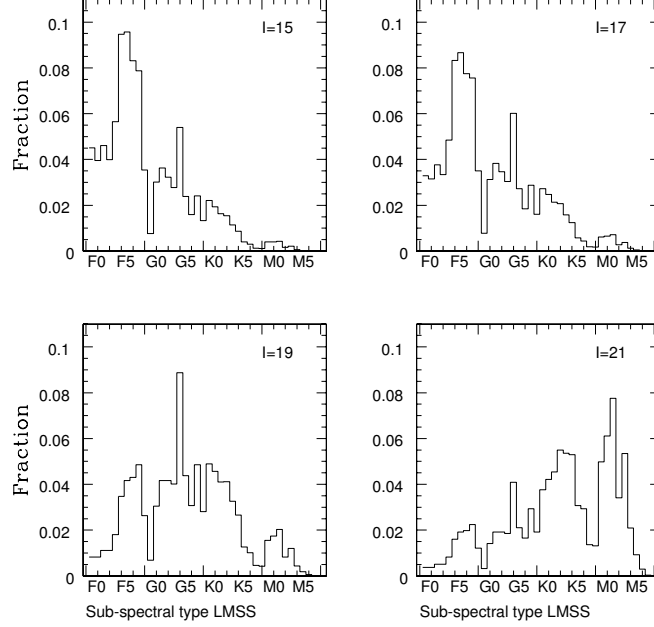


FIG. C.1 – Spectral subtypes distribution of *LMSS* for 4 limiting magnitudes (15, 17, 19 and 21) in the *I* band. An extinction coefficient $A_V=0.7$ mag/kpc and a maximum distance $D_L=4300$ pc are used (*see text*).

Erratum Une erreur est survenue lors de l’élaboration des Figures 2 et 3 de l’article. Cette erreur n’entâche pas nos résultats ni nos conclusions, mais nous présentons ici les figures correctes (Figures C1 et C2).

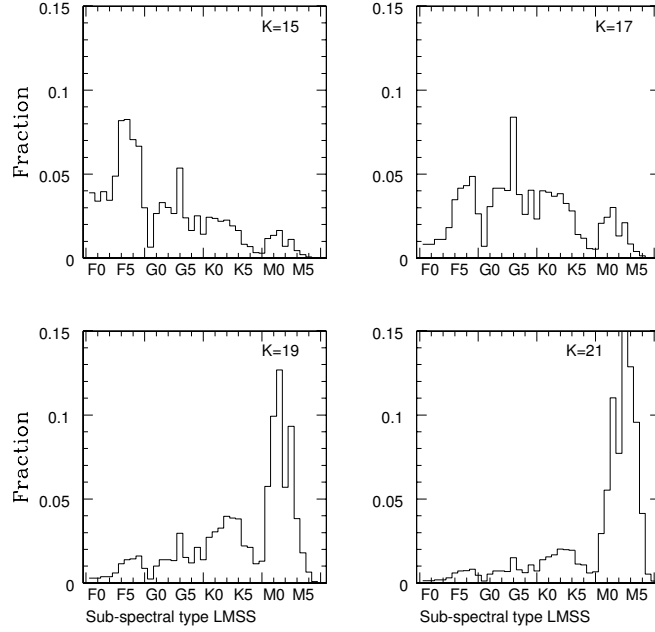


FIG. C.2 – Same Figure as Fig. C.1, but in the K -band. The proportion of very-low-mass stars, for a given limiting magnitude, is larger than in the I -band.

Annexe D

Publications et diffusion du travail de recherche

Articles dans un journal à comité de lecture

1. *Abundance Analysis of targets for the COROT/MONS asteroseismology missions. II. Abundance analysis of the COROT main targets*, Bruntt H., Bikmaev I. F., Catala C., Solano E., **Gillon M.**, Magain P., Van't Veer-Menneret C., Stütz C., Weiss W. W., Ballereau D., Bouret J. C., Charpinet S., Hua T., Katz D., Liginières F., and Lueftinger T., 2004, *A&A*, **425**, 683-695
2. *On the potential of extrasolar planet transit surveys*, **Gillon M.**, Courbin F., Magain P., and Borguet B., 2005, *A&A*, **442**, 731-744
3. *High precision determination of the atmospheric parameters and abundances of the COROT main targets*, **Gillon M.**, and Magain P., 2006, *A&A*, accepted, astro-ph/0511099
4. *A deconvolution-based algorithm for crowded field photometry with unknown Point Spread Function*, Magain P., Courbin F., Sohy S., **Gillon M.**, and Letawe G., submitted to *A&A*

Posters

1. *Determination of the atmospheric parameters of the COROT main targets with APASS*, **Gillon M.**, and Magain P., COROT Week 7, Dec 14-17, 2004, Granada-Spain
2. *The Influence of Blends on the Potential of Extrasolar Planets Transit Surveys*, **Gillon M.**, Magain P., and Courbin F., 2005, *Protostars and Planets V*, Proceedings of the Conference held October 24-28, 2005, in Hilton Waikoloa Village, Hawai'i. LPI Contribution No. 1286., p.8151

Communications orales

1. *Results of the HD 43587 detailed analysis exercise*, Magain P., and **Gillon M.**, 2002, COROT Week n ° 3, December 4-7, 2002, Liege-Belgium
2. *Progress report in detailed analysis of the Corot seismology main targets*, **Gillon M.** and Magain P., 2003, COROT Week n ° 4, June 3-6, 2003, Marseille-France
3. *On the potential of extrasolar planet transit surveys*, **Gillon M.**, Courbin F., Magain P., and Borguet B., 2005, Joint European and National Astronomy Meeting 5, “Distant Worlds”, July 4-7, 2005, Liege, Belgium
4. *A STEP : An Antartica Search for Transiting Extrasolar Planets*, Fressin F., Guillot T., Bouchy F., Erikson A., Gay J., **Gillon M.**, Léger A., Moutou C., Pont F., 2005, IAUC 2000, Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques, October 3-7, 2005, Nice, France

Articles de vulgarisation

1. *Les exoplanètes, de nouveaux mondes*, **Gillon M.**, 2004, Science et Culture, **388**
2. *Les exoplanètes, de nouveaux mondes*, **Gillon M.**, 2004, Bulletin de la Société Royale des Sciences de Liège, Vol. **73**, 1, pp. 43-59

Table des figures

2.1	Diagramme log A - largeur équivalente pour une vitesse de microturbulence trop faible.	20
2.2	Diagramme log A - largeur équivalente pour une vitesse de microturbulence trop élevée.	20
2.3	Diagramme log A - largeur équivalente pour une vitesse de microturbulence correcte.	21
5.1	2M 1207 et son compagnon.	38
6.1	Géométrie d'un transit planétaire.	46
6.2	Diagramme schématique montrant l'influence de l'inclinaison sur la courbe de lumière d'un transit planétaire.	47
6.3	Définition schématique des deux paramètres t_T et t_F d'une courbe de lumière de transit.	49
6.4	Courbes de lumière théoriques d'un transit planétaire pour différentes longueurs d'onde.	50
6.5	Comparaison de courbes de lumière théoriques d'un transit planétaire et d'une binaire à éclipses rasantes.	55
6.6	Effet de la présence d'une troisième étoile superposée (blendée) sur la courbe de lumière d'une binaire à éclipses.	56
7.1	Représentation des 3 cas possibles lors de l'utilisation d'un algorithme de détection de sources ponctuelles sur deux étoiles blendées.	63
7.2	Distribution de probabilité pour les rayons des telluriques massives.	73
7.3	Distribution de probabilité pour les rayons des planètes géantes.	74
8.1	<i>OGLE-TR-56</i>	90
8.2	Déconvolution d'une image simulée avec différents algorithmes.	94
8.3	<i>OGLE-TR-123</i>	97

8.4	Courbe de lumière obtenue pour <i>OGLE-TR-123</i> sur base des données <i>VLT/FORS2</i> par Pont et al. [2.121]	98
8.5	Sous-image choisie pour l'analyse photométrique de <i>OGLE-TR-123</i> .	100
8.6	Courbe de lumière du transit de <i>OGLE-TR-123</i> obtenue après réduction par <i>MCS</i> et avant correction de l'effet de couleur.	101
8.7	Courbe de lumière du transit de <i>OGLE-TR-123</i> obtenue après réduction par <i>MCS</i>	102
8.8	Courbe de lumière du transit de <i>OGLE-TR-123</i> après moyennage sur 5 points.	103
8.9	Courbe de lumière du transit de <i>OGLE-TR-123</i> obtenue avec un plus grand nombre d'étoiles de référence.	104
8.10	Courbe de lumière du transit de <i>OGLE-TR-123</i> obtenue avec sélection automatique des étoiles de référence	105
8.11	<i>OGLE-TR-132</i>	106
8.12	Courbe de lumière obtenue pour <i>OGLE-TR-132</i> sur base des données <i>VLT/FORS2</i> par Moutou et al. [2.126]	107
8.13	Courbe de lumière obtenue pour <i>OGLE-TR-132</i> sur base des données <i>VLT/FORS2</i> .	109
8.14	Courbe de lumière obtenue pour <i>OGLE-TR-132</i> sur base des données <i>NTT/SUSI2</i> .	110
8.15	Superposition des courbes de lumière <i>VLT/FORS2</i> et <i>NTT/SUSI2</i> obtenues pour <i>OGLE-TR-132</i> .	111
C.1	Spectral subtypes distribution of <i>LMSS</i> for 4 limiting magnitudes, in the <i>I</i> band.	118
C.2	Spectral subtypes distribution of <i>LMSS</i> for 4 limiting magnitudes, in the <i>K</i> band.	119

Liste des tableaux

1.1	Liste préliminaire des étoiles cibles primaires de la mission <i>CoRoT</i>	14
5.1	Compagnons de faible masse découverts par imagerie directe. .	39
6.1	Exoplanètes détectées ou confirmées par transit	52
7.1	Résultats obtenus pour <i>CoRoT</i>	76
7.2	Résultats obtenus pour <i>KEPLER</i>	77
7.3	Résultats obtenus pour <i>KEPLER</i> observant depuis Paranal. .	78
7.4	Rapports signal–sur–bruit par exposition pour <i>KEPLER</i> observant depuis Paranal, avec et tenir compte du bruit de scintillation.	79
7.5	Résultats obtenus pour une campagne de 4 ans avec <i>VISTA–vis</i> , sans défocalisation.	80
7.6	Résultats obtenus pour une campagne de 4 ans avec <i>VISTA–vis</i> , avec une défocalisation à 2 secondes d’arc.	82
7.7	Résultats obtenus pour une campagne de 4 ans avec <i>VISTA–vis</i> , avec une défocalisation à 4 secondes d’arc.	83
7.8	Résultats obtenus pour une campagne de 4 ans avec <i>VISTA–vis</i> depuis le Dome C, avec une défocalisation à 2 secondes d’arc. .	84
7.9	Résultats obtenus pour <i>OGLE-III-1</i> et <i>OGLE-III-2</i>	86

Bibliographie

- [1.1] Baglin A., Auvergne M., Catala C., Michel E., and the CoRoT Team, 2001, Proceedings of the SOHO 10/GONG 2000 Workshop, Ed. A. Wilson, P. L. Pallé, ESA SP-**464**, 395
- [1.2] Baglin A., Auvergne M., Barge P., Buey J.-T., Catala C., Michel E., Weiss W., and the CoRoT Team, 2002, Proceedings of the First Eddington Workshop, F. Favata, I. W. Roxburgh & D. Galadi eds., ESA SP-**485**, 17
- [1.3] Baglin A., 2002, JENAM Proceedings, Porto
- [1.4] Baglin A., 2003, Adv. Space Res., **31**, 319
- [1.5] Gilliland R. L. & Brown T. M., 1992, Astronomical Society of the Pacific Publications (ISSN 0004-6280), vol. **104**, n ° 677, 582-591
- [1.6] Gilliland R. L., Brown T. M. et al., 1993, Astron. J., vol. **106**, 2441
- [1.7] Walker G., Matthews J., et al., 2003, Publications of The Astronomical Society of The Pacific, **115**, 1023
- [1.8] Bordé P., Rouan, D., Léger, A., 2003, A&A, **405**, 1137
- [1.9] Mayor M. & Queloz D., 1995, Nature, **378**, 355
- [1.10] Baglin A., Deleuil M., Michel E., Catala C., 2004, Preliminary list of candidate targets, COROT.LESIA.04.47
- [1.11] Kurucz R. L., 1993, CD-ROM **13**, SAO
- [1.12] Kurucz R. L., 1970, SAO Spec. Rep. N° **39**
- [1.13] Kurucz R. L., 1992, IAU Symp. 149, ed. B. Barbuy & A. Renzini, Luwer, Dordrecht, 225
- [1.14] Renzini A., 1987, A&A, **188**, 49
- [1.15] Heiter U., Kupka F., van't Veer-Menneret C., Barban C., Weiss W. W., Goupil M.-J., Schmidt W., Katz D., Garrido R., 2002, A&A, **392**, 619
- [1.16] Nendwich J., Nesvacil N., Heiter U., Kupka F., 2003, Modelling of Stellars Atmospheres, IAU Symp., Vol. **210**, Piskunov, Weiss & Gray eds.
- [1.17] Nendwich J., Heiter U., Kupka F., Weiss W. W., 2004, CoAst 144

- [1.18] Canuto F., Goldman I., Mazzitelli I., 1996, *ApJ*, **473**, 550
- [1.19] Holweger H. & Müller E. A., 1974, *Solar Physics* **39**, 19
- [1.20] Solano E., et al., 2005, *AJ*, **129**, 1, 547
- [1.21] Delbouille L., Roland G., Neven L., 1973, Université de Liège
- [1.22] Grey D., 1976, *The observation and analysis of stellar photospheres*, John Willey & Sons, Inc.
- [1.23] Anstee S. D. & O'Mara B. J., 1995, *MNRAS*, **276**, 859
- [1.24] Anstee S. D., O'Mara B. J., Ross J. E., 1997, *MNRAS*, **284**, 202
- [1.25] Barklem P. S. & O'Mara B. J., 2000, *MNRAS*, **311**, 535
- [1.26] Magain P. & Zhao G., 1996, *A&A*, **305**, 245
- [1.27] Kupka F., Piskunov N. E., Ryabchikov T. A., Stempels H. C., Weiss W. W., 1999, *A&AS*, **138**, 119
- [1.28] Piskunov N. E., Kupka F., Ryabchikov T. A., Weiss W. W., Jeffery C. S., 1995, *A&AS*, **112**, 525
- [1.29] Ryabchikov T. A., Piskunov N. E., Stempels H. C., Weiss W. W. 1999, *Proc. of the 6th International Colloquium on Atomic Spectra and Oscillator Strengths*, Victoria BC, Canada, 1998, *Physica Scripta* **T83**, 162
- [1.30] Kurucz R. L., 1998, <http://kurucz.harvard.edu/>
- [1.31] Bruntt H., et al., 2004, *A&A*, **425**, 683
- [1.32] Gillon M. & Magain P., 2006, *A&A*, accepted, astro-ph/0511099
- [2.1] Van de Kamp, P., *Astron. J.*, 1963, **68**, 515
- [2.2] Van de Kamp, P., *Astron. J.*, 1969, **74**, 757
- [2.3] Gatewood G. & Eichhorn H., 1973, *AJ*, **78**, 769
- [2.4] Wolszczan A. & Frail D. A., 1992, *Nature*, **355**, 145
- [2.5] Peale S. J., 1993, *AJ*, **105**, 1562
- [2.6] Mayor M. & Queloz D., 1995, *Nature*, **378**, 355
- [2.7] Marcy G. W. & Butler R. P., 1995, *American Astronomical Society*, 187th AAS Meeting, #70.04; *Bulletin of the American Astronomical Society*, **27**, 1379
- [2.8] Marcy G. W. & Butler R. P., 1996, *ApJ*, **464**, 147
- [2.9] Butler R. P. & Marcy G. W., 1996, *ApJ*, **464**, 153
- [2.10] Perryman M. A. C., 2000, *Rep. prog. Phys.*, **63**, 1209
- [2.11] Chauvin G., et al., 2005, *A&A*, **425**, L29
- [2.12] Anon, 2005, *The Messenger*, **120**, 25

- [2.13] Neuhaüser, et al., 2005, A&A, **345**, L13
- [2.14] Chauvin G., et al., 2005, A&A, **438**, L29
- [2.15] Beichman C. A., 1996, A road map for the exploration of neighbouring planetary systems (ExNPS), Technical Report 96-22, JPL
- [2.16] Beichman C. A., 1998, Terrestrial Planet Finder : the search for life-bearing planets around other stars, Proc. SPIE, **3350**, 719
- [2.17] Léger A., et al., 1993, Proposal to the ESA 'Horizon 2000 Plus' planning process *The Darwin Mission Concept*
- [2.18] Léger A., 1996, Astrophys. Space. Sci., **241**, 135
- [2.19] Léger A., 1998, in *Planets outside the Solar System : Theory and Observations*, NATO-ASI, ed J M Mariotti and D Alloin (Dordrecht : Kluwer), pp 397-412
- [2.20] Mariotti J. M., Léger A., Mennesson B., Ollivier M., 1997, in *Astrophysical and Biochemical Origins and the Search for Life in the Universe*, IAU Coll. 161, ed C B Cosmovici, S Bowyer and D Werthimer (Capri : Editrice Compositori) pp 229-311
- [2.21] Mennesson B. & Mariotti J. M., 1997, Icarus, **128**, 202
- [2.22] Fridlund C. V. M., 2000, in *Darwin and Astronomy*, ESA SP-451, ed B. Schürmann (Noordwijk : ESA), 11
- [2.23] Mayor M., et al., 2003, The Messenger, **114**, 20
- [2.24] Jorissen A., Mayor M., Udry S., 2001, A&A, **379**, 992
- [2.25] Colavita M. M. & Shao M., 1994, Astrophys. Space Sci., **212**, 385
- [2.26] Colavita M. M., et al., 1998, Proc. SPIE, **3350**, 776
- [2.27] Mariotti J. M., et al., 1998, Proc. SPIE, **3350**, 800
- [2.28] Benedict G. F. et al., 2002, ApJL, **581**, 115
- [2.29] Perryman M. A. C., et al., 1996, A&A, **310**, L21
- [2.30] Zucker S. & Mazeh T., 2000, A&A, **531**, L67
- [2.31] Mazeh T., Zucker S., Torre A. D., van Leeuwen F., 1999, ApJ, **522**, L149
- [2.32] Boden A., Unwin S., Shao M., 1997, *Venice 97*, ESA SP-402, ed M A C Perryman and P L Bernacca (Noordwijk : ESA), 789
- [2.33] Danner R. & Unwin S., 1999, *SIM : Taking the Measure of the Universe* (Washington DC : NASA/JPL)
- [2.34] Mignard F., 1999, *Harmonizing Cosmic Distance Scales in a Post-Hipparcos Era*, ASP Conf. Ser. 167, ed D Egret and A Heck (San Fransisco : ASP), 44

- [2.35] Gilmore G., et al., 2000, in *UV, Optical and IR Space Telescopes and Instruments*, ed J B Brekinridge and P Jakobsen, Proc. SPIE, 4013
- [2.36] Lattanzi M. G., Spagna A., Sozzetti A., Casertano S., 2000, MNRAS, **317**, 211
- [2.37] Wolszczan A. , 1994, Science, **264**, 538
- [2.38] Wolszczan A. , 1994, Astrophys. Space Sci., **212**, 67
- [2.39] Arzoumanian et al., 1996, *Pulsars : Problems and Progress*, ASP Conf. Ser. 105, ed S. Johnston, M. A. Walker and M. Bailes (San Fransisco, ASP), 525
- [2.40] Einstein A., 1915, Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss., **47**, 831
- [2.41] Einstein A., 1936, Science, **84**, 506
- [2.42] Aubourg et al., 1993, Nature, **365**, 623
- [2.43] Udalski A., et al., 1993, Acta astron., **43**, 289
- [2.44] Alcock et al., 1993, Nature, **365**, 621
- [2.45] Alard C., 1996, *Astrophysical Applications of Gravitational Lensing*, IAU Symp. 173, ed C. J. Kochanek and J. N. Hewitt (Dordrecht : Kluwer), 215
- [2.46] Muraki Y., et al., 1999, Prog. Theor. Phys. Suppl., **133**, 233
- [2.47] Albrow et al., 1996, *Astrophysical Applications of Gravitational Lensing*, IAU Symp. 173, ed C. J. Kochanek and J. N. Hewitt (Dordrecht : Kluwer), 227
- [2.48] Bont I., et al., 2004, ApJ, **606**, L155
- [2.49] Udalski A., et al., 2005, ApJ. Letters, **628**, L109
- [2.50] Beaulieu J.-Ph., et al., 2006, Nature, **439**, 437
- [2.51] Sackett, P. D., 1999, in Planets outside the Solar System : Theory and Observations (NATO–ASI), eds J. M. Mariotti and D’Alloin (Dordrecht : Kluwer), 189
- [2.52] Mallén–Ornelas, G., et al., 2003, ApJ, **582**, 1123
- [2.53] Lawrence J. S., et al., 2004, Nature, **431**, 278
- [2.54] Fressin F., et al., 2005, *Dome C Astronomy and Astrophysics Meeting*, eds. M. Guillard, F. Casoli and F. Paletou, EAS Publications Series, **14**, 309
- [2.55] Seager S. & Mallén-Ornelas G., 2003, ApJ, **585**, 1038
- [2.56] Charbonneau D., Brown T. M., Latham D. W., Mayor M., 2000, ApJ, **529**, L45

- [2.57] Henry G. W., Marcy G. W., Butler R. P., Vogt S. S., 2000, ApJ, **529**, L41
- [2.58] Jha S., et al., 2000, ApJ, **540**, 45
- [2.59] Deeg H. J., Garrido R., Claret A., 2001, NewA, **6-2**, 51
- [2.60] Brown T. M., et al., 2001, ApJ, **552**, 699
- [2.61] Cody A. M. & Sasselov D. D., 2002, ApJ, **569**, 451
- [2.62] Bodenheimer P., Lin D. N. C., Mardling R. A., 2001, ApJ, **548**, 466
- [2.63] Bodenheimer P., Laughlin G., Lin D. N. C., 2003, ApJ, **592**, 555
- [2.64] Guillot T. & Showman A. P., 2002, A&A, **385**, 156
- [2.65] Burrows A., Sudarsky D., Hubbard W. B., 2003, ApJ, **594**, 545
- [2.66] Bareffe I. et al., 2003, A&A, **402**, 701
- [2.67] Seager S. & Sasselov D. D., 2000, ApJ, **537**, 916
- [2.68] Charbonneau D., et al., 2002, ApJ, **568**, 377
- [2.69] Vidal-Madjar et al., 2003, Nature, **422**, 143
- [2.70] Liang M-C., et al., 2003, ApJ, **596**, 247
- [2.71] Deming et al., 2005, Nature, **434**, 740
- [2.72] Konacki, M., Torres, G., Jha, S., Sasselov, D. D., 2003, Nature, **421**, 507
- [2.73] Konacki, M., Torres, G., Sasselov, D. D., Jha, S., 2003, ApJ., **597**, 1076
- [2.74] Udry S., et al., 2003, A&A, **407**, 679
- [2.75] Bouchy F. et al., 2004, A&A, **421**, L13
- [2.76] Pont F. et al., 2004, A&A, **426**, L15
- [2.77] Konacki M. et al., 2005, ApJ, **624**, 372
- [2.78] Alonso R. et al., 2004, ApJ. Letters, **613**, L153
- [2.79] Sato B. et al., 2005, ApJ, **633**, 465
- [2.80] Bouchy F. et al., 2005, A&A, **444**, L15
- [2.81] Guillot T., 2005, The interiors Of Giant Planets : Models and Outstanding Questions, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, **33**, 493
- [2.82] Koch, D., et al., 1998, SPIE Conference 3356, *Space Telescope and Instruments V*, 599
- [2.83] Schneider, J., 2000, in VLT Opening Ceremony Symposium, eds F. Paresce, (Berlin : Springer)

- [2.84] Gillon M. et al., 2005, A&A, **442**, 731
- [2.85] Pont F., 2005, proceedings of the meeting "Tenth anniversary of 51Peg b - status and prospects of hot Jupiter studies" at OHP, France, 22-26 August 2005
- [2.86] Tamuz O., Mazek T., Zucker S., 2005, MNRAS, **356**, 1466
- [2.87] Steston P. B., 1987, PASP, **99**, 191
- [2.88] Robin A. C., Reyl   C., Derri  re S., Picaud S., 2003, A&A, **409**, 523
- [2.89] Bordé P., Rouan, D., Léger, A. 2003, A&A, **405**, 1137
- [2.90] Bordé, P., 2003, Ph.D. Thesis, Ecole doctorale Astronomie & Astrophysique d'Ile-de-France, Observatoire de Paris, Université Pierre et Marie Curie
- [2.91] Gilliland R. L. & Brown T. M., 1992, Astronomical Society of the Pacific Publications (ISSN 0004-6280), vol. **104**, n   677, 582-591
- [2.92] Gilliland R. L., Brown T. M. et al., 1993, Astron. J., vol. **106**, 2441
- [2.93] Léger A., et al., 2004, Icarus, **169-2**, 469
- [2.94] Kuchner M. J., 2003, ApJ, **596**, 105
- [2.95] Bodenheimer P. & Pollack J. B., 1986, Icarus, **67**, 391
- [2.96] Baraffe I., et al., 2004, A&A, **419**, 13
- [2.97] Lammer H., et al., 2003, ApJ, **598**, 121
- [2.98] Mazeh T., Zucker S., Pont F., 2005, MNRAS, **356**, 955
- [2.99] Gould A. et al., 2006, Acta Astronomica, submitted, astro-ph/0601001
- [2.100] Udalski A., et al., 2002, Acta astron., **52**, 1
- [2.101] Udalski A., et al., 2002, Acta astron., **52**, 115
- [2.102] Udalski A., et al., 2004, Acta astron., **54**, 313
- [2.103] Magain P., Courbin F. & Sohy S., 1998, ApJ, **494**, 472
- [2.104] Narayan, R., & Nityananda, R., 1986, ARA&A, **24**, 127
- [2.105] Skilling, J. & Bryan, R. K., 1984, MNRAS, **211**, 111
- [2.106] Richardson, W. H. J., 1972, Opt. Soc. Am., **62**, 55
- [2.107] Lucy, L., 1974, AJ, **79**, 745
- [2.108] Shannon, C. J., 1949, Proc. IRE, **37**, 10
- [2.109] Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T., 1989, Numerical Recipes (Cambridge : Cambridge Univ. Press)
- [2.110] Courbin F., Magain P., Keeton C.R., Kochanek C.S., Vanderriest C., Jaunsen A.O., Hjorth J., 1997, A&A, **324**, L1

- [2.111] Courbin F., Lidman C., Frye B.L., Magain P., Broadhurst T.J., Pahre M.A., Djorgovski S.G., 1998, ApJ, **499**, 119
- [2.112] Jablonka P., Courbin F., Meylan G., Sarajedini A., Bridges T.J., Magain P., 2000, A&A, **359**, 131
- [2.113] Courbin F., Meylan G., Kneib J.-P., Lidman C., 2000, ApJ, **575**, 95
- [2.114] Magain P., Courbin F., Sohy S., Gillon M. & Letawe G., submitted to A&A
- [2.115] Udalski A., et al., 2002, Acta astron., **52**, 1
- [2.116] Udalski A., et al., 2002, Acta astron., **52**, 115
- [2.117] Udalski A., et al., 2004, Acta astron., **54**, 313
- [2.118] Bouchy F., et al., 2005, A&A, **431**, 1105
- [2.119] Pont F., et al., 2005, A&A, **438**, 1123
- [2.120] Pont F., et al., 2005, A&A, **433**, L21
- [2.121] Pont F., et al., 2006, A&A preprint doi <http://dx.doi.org/10.1051/20053692>
- [2.122] Alar C., 2000, A&AS, **144**, 363
- [2.123] Alar C. & Lupton R. H., 1998, ApJ, **503**, 325
- [2.124] Bertin E. & Arnouts S., 1996, A&AS, **117**, 393
- [2.125] Bouchy F., et al., 2004, A&A, **421**, L13
- [2.126] Moutou C., et al., 2004, A&A, **424**, L31